

**Hardware-Modellierung und Algorithmus-Optimierung  
für die dreidimensionale Objekterfassung  
durch CMOS-Bildsensoren mit  
Kurzzeitintegration und Laserpulsbeleuchtung**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften  
der Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von  
Rico Kuhla  
aus Lauchhammer

Referent:	Prof. Bedrich J. Hosticka, Ph.D.
Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. Peter Laws
Tag der mündlichen Prüfung:	12.12.2007

## Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Kooperationsvertrages zwischen dem Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg (Fraunhofer-IMS) und der Münchner Abteilung Power und Sensor Systems der Corporate Technology Siemens AG (CT PS9 SAG) während meiner Tätigkeit als Doktorand. Dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr. G. Zimmer und dem CT-Fachzentrumsleiter Herrn Dr. Doemens danke ich für die Möglichkeit einer Promotion im industriellen Forschungsbereich.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. B.J. Hosticka, Ph.D., der mich beim wissenschaftlichen Arbeiten anleitete und mir in vielen Diskussionen wertvolle Anregungen gab. Seine Förderung und entgegengebrachtes Interesse haben sehr zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Prof. Dr. Laws bedanke ich mich für die freundliche Bereitschaft das Korreferat zu übernehmen.

Ich bedanke mich sehr bei Herrn Dr. Mengel und Herrn Listl, die mir während meiner Zeit als Doktorand in der Abteilung CT PS9 der Siemens AG immer mit konstruktiven Diskussionen zur Seite standen. Ihre Unterstützung trug sehr zum Gelingen der experimentellen Untersuchungen bei.

Ebenso möchte ich mich bei den Kollegen und Doktoranden der CT PS9 SAG in München (R. Bürger, Dr. Fischer, Dr. Stockmann, Dr. Köllensberger, Dr. Förster, Dr. Gulden, C. Watzl, O. Mounier) sowie den Mitarbeitern und Doktoranden des Fraunhofer-IMS in Duisburg (W. Brockherde, C. Metz, Dr. Jeremias, Dr. Elkhaili, M. Meyer, A. Bussmann) bedanken. Ihr offenes und hilfsbereites Entgegenkommen unterstützte mich sehr bei meiner Arbeit.

Rico Kuhla

# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis . . . . .	I
Abbildungsverzeichnis . . . . .	VII
Tabellenverzeichnis . . . . .	VII
Symbolverzeichnis . . . . .	VIII
Abkürzungen und Wörterverzeichnis . . . . .	VIII
Mathematische Konstanten und Zeichen . . . . .	XI
Physikalische Größen, Konstanten, Einheiten . . . . .	XII
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation und Ziele . . . . .	1
1.2 Stand der Technik . . . . .	4
1.2.1 Technologische Entwicklung . . . . .	4
1.2.2 Wesentliche Prinzipien zur Entfernungsbestimmung . . . . .	4
1.3 Gliederung der Arbeit . . . . .	9
<b>2 Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1 Signale . . . . .	11
2.1.1 Elementarsignale . . . . .	11
2.1.2 Abgetastete Signale . . . . .	14
2.1.3 Signaloperationen . . . . .	15
2.1.4 FOURIER-Transformationsgleichungen . . . . .	16
2.1.5 Signalenergie und -leistung . . . . .	18
2.1.6 Stochastische Signale . . . . .	18
2.2 Systeme . . . . .	25
2.2.1 Elektrisches LTI-System . . . . .	25
2.2.2 Optisches LSI-System . . . . .	27
2.2.3 Optisches Abtast-System . . . . .	28
<b>3 Bauelemente und -gruppen der Kamera</b>	<b>31</b>
3.1 Die Sensoroptik . . . . .	31
3.1.1 Objektivabbildung . . . . .	31
3.1.2 Schärfentiefe . . . . .	32
3.1.3 Beugung an der Aperturblende . . . . .	33
3.2 Die Photodiode . . . . .	35
3.2.1 Kennlinie der Photodiode . . . . .	36
3.2.2 Kapazität der Raumladungszone . . . . .	38
3.2.3 Rauschprozesse der Photodiode . . . . .	39
3.3 Der MOS-Transistor . . . . .	41
3.3.1 Kennlinien des MOS-Transistors . . . . .	42

3.3.2	Rauschverhalten des MOS-Transistors . . . . .	44
3.4	Der Analog-Digitalumsetzer (ADU) . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Die 3D-CMOS-Kamera</b>	<b>49</b>
4.1	Aufbau und Wirkungsweise . . . . .	49
4.2	Voruntersuchung des Kamerasystems . . . . .	52
4.2.1	Verstärkung einzelner Baugruppen . . . . .	53
4.2.2	Ausgewählte Signalverläufe . . . . .	55
4.3	Der optische Signalpfad der Kamera . . . . .	60
4.3.1	Leistungsumsatz zwischen Lasermodul und Sensor . .	60
4.3.2	Bildentstehung und -diskretisierung . . . . .	64
4.4	Der elektrische Signalpfad der Kamera . . . . .	71
4.4.1	Funktionsprinzip des Pixelschaltkreises . . . . .	71
4.4.2	Integrationsvorgang . . . . .	74
4.4.3	Sample-and-Hold-Stufe (S&H) . . . . .	78
4.4.4	CDS-Stufe . . . . .	81
4.4.5	Quantisieren der Pixelspannung . . . . .	83
4.5	Das deterministische Signalmodell der Kamera . . . . .	85
4.5.1	Ideale Signalfunktionen und Signaloperationen . . . .	85
4.5.2	Ableiten des idealen Integrationsfensters . . . . .	88
4.5.3	Bestimmen des realen Integrationsfensters . . . . .	91
4.5.4	Signalmodell für ideale und reale Signalfunktionen . .	99
4.5.5	Messtechnische Bestätigung des Signalmodells . . . .	105
4.6	Rauschprozesse im Pixelschaltkreis . . . . .	109
4.6.1	Rauschen bei unverzögertem Laserpuls . . . . .	109
4.6.2	Rauschen bei verzögertem Laserpuls . . . . .	112
4.6.3	Das <i>SNR</i> der Quantisierungsspannung . . . . .	116
4.7	Das MDSI-Auswerteverfahren . . . . .	120
4.7.1	Grundzüge des MDSI-Auswerteverfahrens . . . . .	121
4.7.2	Das Verhältnis der quantisierten Spannungswerte . .	126
4.7.3	Messbereichserweiterung . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>136</b>
	<b>Literatur</b>	<b>140</b>

<b>Anhang</b>	<b>143</b>
<b>A Anhang</b>	<b>144</b>
A.1 Projektion des Pixels in die Gegenstandsebene . . . . .	144
A.2 $\cos^4(\alpha)$ -Gesetz/ optischer Wirkungsgrad . . . . .	144
A.3 Minimale Pixellänge $l_{x,min}$ . . . . .	145
A.4 Die Grenzfrequenzen der Linse und des Pixels . . . . .	145
<b>B Anhang</b>	<b>147</b>
B.1 Integrationsfenster . . . . .	147
B.2 Faltungsintegral . . . . .	148
B.3 Idealer Abtastvorgang . . . . .	148
B.4 Abtast- und Haltevorgang . . . . .	148
B.5 Signalmodell der Quantisierungsspannung . . . . .	149
<b>C Anhang</b>	<b>150</b>
C.1 Thermisches Rauschen $\rightarrow kT/C$ -Rauschen . . . . .	150
C.2 Rauschquellen im Pixelschaltkreis . . . . .	151
C.3 Die CDS-Stufe . . . . .	155
C.4 Amplitudengang der CDS-Übertragungsfunktion . . . . .	156
C.5 Momente des Differenzrauschprozesses $\Delta U_t$ . . . . .	157
C.6 Momente des ADUs . . . . .	158
<b>D Anhang</b>	<b>160</b>
D.1 Quantisierter Spannungsquotient . . . . .	160
D.2 MDSI-Entfernungsgleichung . . . . .	161
D.3 Quadratische Standardabweichung der Entfernung . . . . .	161

# Abbildungsverzeichnis

1	Fahrzeuginnenraumüberwachung für dimensionierte Airbag-Auslösung . . . . .	1
2	Aufnahme des Höhenprofil von Personen . . . . .	3
3	Messprinzip der Triangulation . . . . .	5
4	Messprinzip des MICHELSON-Interferometers . . . . .	6
5	Rechteckimpuls und -signal . . . . .	12
	(a) Normierter Rechteckimpuls . . . . .	12
	(b) Um $\tau$ verschobenes und um $T$ gedehntes Rechtecksignal mit der Amplitude $\hat{g}$ . . . . .	12
6	Dreiecksignal . . . . .	12
7	DIRAC-Distribution und Kammdistribution . . . . .	13
	(a) Verschobene DIRAC-Distribution . . . . .	13
	(b) Um $\xi_0$ verschobene und mit $\Delta\xi$ gedehnte Kammdistribution . . . . .	13
8	Exponential-Signal . . . . .	16
9	Zufälliger Prozess . . . . .	19
	(a) Musterfunktion $U(t)$ . . . . .	19
	(b) Stromkreis mit rauschendem OHMschen Widerstand . .	19
10	Normalverteilung . . . . .	20
	(a) Dichtefunktion . . . . .	20
	(b) Verteilungsfunktion . . . . .	20
11	LTI-System mit Impulsantwort $h(t)$ . . . . .	25
12	Leistungsdichtespektren des LTI-Systems . . . . .	27
13	Seriell angeordnete LSI-Teilsysteme . . . . .	27
14	Regelmäßige Pixelanordnung des Sensors . . . . .	29
15	Optische Abbildung . . . . .	32
16	Schärfentiefe . . . . .	33
17	AIRY-Funktion . . . . .	34
18	Bildfunktion $I(x', y' = 0)$ entlang der $x'$ -Achse . . . . .	35
19	Elektron-Loch-Paar-Generation einer in Sperrrichtung betriebenen Photodiode . . . . .	35
20	Kennlinie der Photodiode . . . . .	36
21	Absorptionskoeffizient von Silizium . . . . .	38
22	Ersatzschaltbild einer negativ vorgespannten Photodiode mit Signal- und Rauschquellen . . . . .	40
23	Querschnitt eines MOS n-Kanal Enhancement-Transistor . .	41
24	Kennlinien eines n-Kanal Enhancement-Transistor . . . . .	42
	(a) Ausgangskennlinie . . . . .	42
	(b) Transferkennlinie . . . . .	42

25	Der MOS-FET als Schalter . . . . .	43
26	Stromrauschleistungsdichte eines MOS-FETs . . . . .	45
27	Verkürztes Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-FETs . . . . .	46
28	Quantisierungskennlinie des ADUs . . . . .	47
29	Entfernungsmessprinzip der <i>3D-CMOS-Kamera</i> . . . . .	49
30	3D CMOS Kamera mit $4 \times 32$ Pixelsensor . . . . .	50
	(a) Kameraplatine mit CMOS-Bildsensor . . . . .	50
	(b) CMOS-Bildsensor . . . . .	50
	(c) Schematische Darstellung des Pixel-Arrays . . . . .	50
31	Elektrisches Blockschaltbild der <i>3D-CMOS-Kamera</i> . . . . .	51
32	Signalpfad des Kamerasystems . . . . .	52
33	Signalpfad zwischen Symmetriestufe und PC . . . . .	53
34	Approximierte Übertragungsfunktion der Symmetriestufe und des ADUs . . . . .	54
35	Oszilloskopaufnahmen des 30ns-Laserpulses . . . . .	55
36	Geschätzter Laser- und Photodiodenstromimpulses . . . . .	56
	(a) Position des idealisierten Laserpulses $\tilde{E}(t)$ . . . . .	56
	(b) Position des geschätzten PD-Stromimpulses $I_{PD}(t)$ . . . . .	56
37	Normierte Pixelspannung . . . . .	59
38	Illumination der Szene und Abbildung auf die Sensorfläche . . . . .	60
39	Geometrische Verhältnisse optischen Systems . . . . .	62
40	Modulationsübertragungsfunktion der Linse $MTF_{Linse}$ . . . . .	65
41	Aperturfunktion eines Pixels . . . . .	66
42	Beispiel eines durch Abtasten periodisch fortgesetzten Spek- trums mit Alias-Fehlern bei $f_y = 0$ . . . . .	69
43	Pixelschaltkreis mit Photodiode . . . . .	71
44	Zeitlicher Verlauf der Licht- und Steuersignale des Pixelschalt- kreises aus Abb. 43 . . . . .	72
45	Signalfunktion des Integrationsvorgangs . . . . .	75
46	Signalfunktionen der Integrationsspannung . . . . .	77
47	Photodiodenspannung $U_{PD}(t)$ für $0 \leq t \leq T_{Sample}$ . . . . .	79
	(a) Integrationszyklus a) mit HL . . . . .	79
	(b) Integrationszyklus b) mit HL+L für $\tau \leq 0$ . . . . .	79
	(c) Integrationszyklus b) mit HL+L für $\tau \geq 0$ . . . . .	79
48	Ideales Abtast-Halte-Glied . . . . .	80
	(a) Signalflussgraf . . . . .	80
	(b) Haltespannung $U_{Hold}(t)$ . . . . .	80
49	Rechteckimpulsfolge am Eingang der CDS-Stufe . . . . .	82
50	Signalflussgraf der CDS-Stufe . . . . .	83
51	Signalpfad der Symmetriestufe und des ADUs . . . . .	84
52	Integration des Laserpulses durch das Integrationsfenster . . . . .	87

	(a) Integrationsfunktion $\tilde{w}_{Akk}(t)$ mit $T_{Akk} \geq T_{Sample}$ , zeitverschobener Laserpuls $\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (\pm\tau))$ , und Abtastdistribution $Sample(t - T_{Sample})$ . . . . .	87
	(b) Zeitverschobene Laserpulse $\tilde{E}_L(\xi - (\pm\tau))$ , gefaltete Integrationsfunktion $\tilde{w}_{Akk}(t - \xi)$ und Signalprodukt $\tilde{E}_L(\xi - (\pm\tau)) \cdot \tilde{w}_{Int}(t - \xi)$ . . . . .	87
53	Endlicher $\delta$ -Laserpuls . . . . .	88
	(a) Amplituden- und impulsdauerbegrenzter Laserpuls . . . . .	88
	(b) Signaltheoretischer $\delta$ -Laserpuls . . . . .	88
54	Integration des Laserpulses durch das Integrationsfenster . . . . .	90
	(a) Gefaltete und um $t$ zeitlich verschobene Integrationsfunktion $\tilde{w}_{Akk}(t - \xi)$ , zeitverschobener $\delta$ -Laserpuls $\tilde{E}_\delta(\xi - \tau)$ , und Abtastfunktion $Sample(\xi - T_{Sample})$ . . . . .	90
	(b) Signalfunktionen $\hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t - \tau)$ und Abtastfunktion $Sample(t - T_{Sample})$ . . . . .	90
	(c) Spannungsabtastwertefunktion für einen zeitlich verzögerten $\delta$ -Laserpuls . . . . .	90
55	Blockschaltbild zur Aufnahme der Spannungsabtastwertefolge . . . . .	94
56	Realer endlicher $\delta$ -Laserpuls . . . . .	95
57	Integrationsfenster $w_{Int}(t)$ . . . . .	98
58	Gefaltete und nach rechts verschobene Integrationsfenster . . . . .	101
	(a) Ideales rechteckförmiges Integrationsfenster . . . . .	101
	(b) Reales krummliniges Integrationsfenster (skizziert) . . . . .	101
59	Signalfunktionen $U_{Conv}$ . . . . .	103
	(a) Signalfunktionen für $T_{Sample} = T_{Int,1} = T_{Puls}$ . . . . .	103
	(b) Signalfunktionen für $T_{Sample} = T_{Int,2} = 2 \cdot T_{Puls}$ . . . . .	103
60	. . . . .	104
61	Reale Signalfunktionen . . . . .	107
	(a) 30ns-Laserpuls . . . . .	107
	(b) 30ns-Integrationsfensterfunktion . . . . .	107
62	Normierte Funktionen der Quantisierungsspannung . . . . .	108
63	Geschätzte statistische Kennwerte der digitalisierten Pixelspannung . . . . .	114
	(a) Geschätzter Mittelwert . . . . .	114
	(b) Geschätzte Standardabweichung . . . . .	114
64	$SNR$ in Abhängigkeit von $U_{Qu}$ für $\tau_0 = 0$ . . . . .	118
65	$SNR$ in Abhängigkeit von $\tau_n$ für $U_{Qu}(\tau_0) = 1500DN$ . . . . .	120
66	Signalfunktionen der MDSI-Methode . . . . .	122
	(a) Verzögerter 30ns-Laserpuls und 30ns-Integrationsfenster . . . . .	122
	(b) Verzögerter 30ns-Laserpuls und 120ns-Integrationsfenster . . . . .	122



	(c) Amplitudennormierte ideale Quantisierungsspannung . . . . .	122
67	Messtechnisch ermittelte Quantisierungsspannung . . . . .	126
68	Quantisierungsspannungsquotient . . . . .	127
69	Funktionaler Zusammenhang zwischen der Verzögerungszeit und dem Quotienten . . . . .	129
70	Modellierte Spannungsabtastwertefolgen mit Time-Shift . . . . .	132
71	Verlauf des quantisierten Spannungsquotienten . . . . .	133
72	Funktionaler Zusammenhang zwischen der Verzögerungszeit und dem erweiterten Spannungsquotienten . . . . .	134
73	Verkürztes Rauschersatzschaltbild mit Photodiode . . . . .	152
74	Verkürztes Rauschersatzschaltbild des Pixelschaltkreises . . . . .	153
75	CDS-Stufe . . . . .	155

## Tabellenverzeichnis

1	Abkürzungen und Wörterverzeichnis . . . . .	VIII
2	Mathematische Konstanten und Zeichen . . . . .	XI
3	Physikalische Größen, Konstanten, Einheiten . . . . .	XIII
4	Bereiche der realen Integrationsfenster . . . . .	97
5	Kurvenanstiege der realen Integrationsfenster . . . . .	99
6	Gesamte zeitliche Länge der realen Integrationsfenster . . . . .	99

# Symbolverzeichnis

Tabelle 1: Abkürzungen und Wörterverzeichnis

---

2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
ADU	Analog-Digitalumsetzer
Adj	Adjust (einstellen)
AKF	Autokorrelationsfunktion
Analog	analog
AP	Arbeitspunkt
Approx	Approximation (Näherung)
Bias-Strom	Ruhestrom
Bit	Binary Digit (binäre Stelle)
Cam	Camera (Kamera)
CCD	Charge-Coupled-Device
CDS	Correlated-Double-Sampling
Clock	Takt(-signal)
CMOS	Complementary MOS
Ch	Channel (Kanal)
CSI	Correlated Short Time Integration
CW	Continuous-Wave
DAU	Digital-Analogumsetzer
DCSI	Difference Correlated Short Time Integration
Depth	Tiefe
disk	diskret
EP	Eintrittspupille
Ext	Extended (erweitert)
Est	Estimate (schätzen)
Fct	Function (mathematische Funktion)
FET	Feldeffekttransistor
Flip	umdrehen

FPGA	Field Programmable Gate Array
HL	Hintergrundlicht
In	Input (Eingang)
konst.	konstant
KFZ	Kraftfahrzeug
KKF	Kreuzkorrelationsfunktion
L	Laser
Laser	Light amplification by stimulated emission of radiation
LD	Laserdiode
lin	linear
LP	Laserpuls
LSI	Linear Shift-Invariant
LTI	Linear Time-Invariant
LVDS	Low Voltage Differential Signaling
n	negativ
max	maximal
MDSI	Multiple Double Short Time Integration
min	minimal
MOS	Metal-Oxide-Semiconductor
Obj	Objekt
Off	Aus
On	Ein
Out	Output (Ausgang)
Ox	Oxid
Qu	Quantisation (Quantisierung)
Quot	Quotient
p	positiv
PAM	Pulsamplitudenmodulation
PC	Personal Computer (Arbeitsplatzrechner)
PCM	Pulscodemodulation
PD	Photodiode
PMD	Photoelectronic Mixing Device

Pixel	Picture Element (Bildelement)
PSF	Pulse Spread Function
Reset	zurücksetzen
Ref	Reference (Referenz)
RLZ	Raumladungszone
S	Schalter
S	Sample (Abtasten)
S&H	Sample and Hold
SC	Switched Capacitor
Shutter	elektronischer Schließer
Si	Silizium
SIT	Short-Integration-Time
Surface	Oberfläche
Sym	Symmetriestufe
Time-Shift	Zeitverschiebung
z.B.	zum Beispiel

Tabelle 2: Mathematische Konstanten und Zeichen

*Zeichen und griechische Buchstaben:*

$\dots$	und so weiter bis
$\lim$	Grenzwert
$\rightarrow$	geht gegen, ordnet zu
$\text{---}\bigcirc\text{---}$	FOURIER-Transformation
$\text{---}\bigcirc\text{---}$	FOURIER-Rücktransformation
$*$	Faltungs- oder Sternoperator
$\%$	Prozent
$\approx$	ungefähr gleich
$\infty$	unendlich
$\in$	Elementrelation (... ist Element von ...)
$[\dots; \dots]$	abgeschlossenes Intervall
$ \dots ^2$	Betragsquadrat
$\xi, \xi', \zeta$	unabhängige Variable, $\xi, \xi', \zeta \in \mathbb{C}$
$\Xi = \{\xi_1, \dots, \xi_n, \dots \xi_N\}$	Aufzählung der Elemente aus der Menge $\Xi$
$(\xi_1, \xi_2)$	geordnetes Paar $\xi_1, \xi_2$
$\delta(\xi)$	Dirac-Distribution
$\Delta\xi$	Differenz, $\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1$
$\frac{\partial}{\partial\xi}$	partielle Ableitung
$\frac{d}{d\xi}$	differentielle Ableitung
$\pi$	Kreiskonstante $\approx 3,141$
$f : \xi \rightarrow f(\xi)$	Abbildung/ Funktion von $\xi$
$f_{Sample}$	Abbildung der Spannungsabstastwerte
$f_{Quot}$	Abbildung des Quotienten
$f_{Quot,Ext}$	Abbildung des erweiterten Quotienten
$\int f(\xi) d\xi$	unbestimmtes Integral
$\int_{\xi} f(\xi') d\xi'$	bestimmtes Integral mit Integrationsvariable $\xi'$ und Integrationsbereich $\xi$
$d\xi, d\xi'$	Differential $\lim \rightarrow 0$
$\xi = [\xi_{Start}; \xi_{Ende}]$	Integrationsintervall mit Integrationsgrenzen
$\sum \xi_n$	Summe aller $\xi_n$
$\prod \xi_n$	Produkt aller $\xi_n$

$\mu$	Mittelwert
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma^2$	Varianz
$\mathbb{B}$	Menge der binären Zahlen
$\mathbb{C}$	Menge der komplexen Zahlen
$\mathbb{R}$	Menge der reellen Zahlen
$\mathbb{Z}$	Menge der ganzen Zahlen

*Lateinische Buchstaben:*

$b$	binäre Zahl, $b \in \mathbb{B}$
$comb\left(\frac{\xi}{\Delta\xi}\right)$	Kammfunktion
$D^{-\Delta\xi}\{\dots\}$	Verschiebungsoperator, $D^{-\Delta\xi}\{g(\xi)\} = g(\xi - \Delta\xi)$
$D^{-\Delta\xi}\{f(-\xi)\}$	Flip-Signaloperation
$rect(\xi)$	Rechteckfunktion
$e$	EULERSche Zahl $\approx 2,718$
$E\{\dots\}$	Erwartungswert
$\text{Im}\{\dots\}$	Imaginärteil
$j$	imaginäre Einheit
$\log_{10}$	Logarithmus zur Basis 10
$m, n$	lokale Laufvariablen, $m, n \in \mathbb{Z}$
$P$	Wahrscheinlichkeit
$\text{Re}\{\dots\}$	Realteil
$si(\pi\xi)$	Spaltfunktion $\frac{\sin(\pi\xi)}{\pi\xi}$
$triangle(\xi)$	Dreieckfunktion
$p$	komplexe Zahl, $p \in \mathbb{C}$

Tabelle 3: Physikalische Größen, Konstanten, Einheiten

*Lateinische Buchstaben:*

$a$	freier Parameter	—
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$A_{\text{Apertur}}$	Aperturfläche	$\text{m}^2$
$A_{\text{Ill}}$	illuminierte (bestrahlte) Szenenoberfläche	$\text{m}^2$
$A_{\text{Impuls}}^{(\tilde{E} \cdot T)}$		$\frac{\text{W} \cdot \text{s}}{\text{m}^2}$
$A_{PD}$	photosensitive Fläche der Photodiode, $A_{PD} = FF \cdot A_{\text{Pixel}}$	$\text{m}^2$
$A_{\text{Pixel}}$	Pixelfläche, $A_{\text{Pixel}} = \frac{A_{PD}}{FF}$	$\text{m}^2$
$A_{\text{Sensor}}$	Sensorfläche	$\text{m}^2$
$\text{Abtast}(x, y)$	ideale Abtastfunktion im Ortsbereich	—
$c$	Lichtgeschwindigkeit $\approx 30 \frac{\text{cm}}{\text{ns}}$	
$C$	Kapazität	F
$C_{dg}$	Drain-Source-Kapazität	F
$C_{gs}$	Gate-Source-Kapazität	F
$C_{\text{Hold}}$	Hold(Halte)-Kapazität	F
$C_{Ox}$	flächenbezogene Gate-Oxid-Kapazität	$\frac{\text{F}}{\text{m}^2}$
$C_{PD}$	Photodiodenkapazität (Sperrschichtkapazität)	F
$C_{\text{Sample}}$	Sample(Abtast)-Kapazität	F
$d$	Distanz, Entfernung, Abstand Gegenstandsweite	m
$d_{\text{Depth}}$	kürzester Abstand zwischen einem Punkt in der PD und der PD-Oberfläche	mm
$d'$	Bildweite	mm
$\mathcal{D}$	Durchmesser	mm
$\mathcal{D}_{EP}$	Durchmesser	mm
$\mathcal{D}_{\text{unscharf}}$	Unschärfefelddurchmesser	mm
$\mathcal{D}_{\text{Objektiv}}$	Objektivdurchmesser (Raummaß)	cm
$E(t)$	im Wertebereich normierte Zeitfunktion der Bestrahlungsstärke	1
$\hat{E}$	Amplitude der Bestrahlungsstärke	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$

$\hat{E}_{Depth}$	Amplitude der Bestrahlungsstärke in der PD bei $d_{Depth}$	$\frac{W}{m^2}$
$\hat{E}_{Surface}$	Amplitude der Bestrahlungsstärke an der Oberfläche der PD	$\frac{W}{m^2}$
$\tilde{E}(t)$	Signalfunktion der Bestrahlungsstärke	$\frac{W}{m^2}$
$e^-$	Elementarladung $\approx 1,602 \cdot 10^{-19}C$	
$f$	Frequenz	—
$f_S$	Sample(Abtast) -Frequenz	—
$f_c$	Cut(Grenz)-Frequenz	—
$f_t$	technische Frequenz	Hz
$f_{U_t}$	Dichtefunktion der zufälligen Veränderlichen $U_t$	—
$f_x, f_y, f_R$	Frequenz des Ortes	$\frac{1}{m}$
$f'$	Brennweite	mm
$FF$	Füllfaktor, $FF = \frac{A_{PD}}{A_{Pixel}}$	[0, 1]
$F_{U_t}$	Verteilungsfunktion der zufälligen Veränderlichen $U_t$	—
$g(\xi)$	im Werte- und Definitionsbereich normiertes Signal	1
$g(t)$	im Wertebereich normiertes Zeitsignal	1
$\hat{g}$	Signalamplitude einer physikalischen Größe	—
$\tilde{g}(t)$	Zeitsignal einer physikalischen Größe	—
$\underline{G}(f_t)$	FOURIER-Transformierte von $g(t)$	—
$g_{ds}$	Ausgangsleitwert eines MOS-Transistors	S
$g_{mb}$	Substratsteilheit	S
$g_m$	Transkonduktanz	S
$h$	PLANCKsches Wirkungsquantum $h = 6,63 \cdot 10^{-34}Js$	
$h_U$	Häufigkeitsverteilung von Spannungsereignissen	—
$\underline{H}(f_t)$	komplexe Übertragungsfunktion	—
$H, H'$	Hauptebenen der Gegenstands- und Bildseite	(m, m)
$I(x, y)$	2D-Bildfunktion (optische Intensität)	$\frac{W}{m^2}$
$I, i$	Elektrische Stromstärke	A
$\underline{I}$	komplexe Stromstärke	A



$I_{Back}$	Hintergrundstrom	A
$I_{Dark}$	Dunkelstrom	A
$I_{PD}$	Photodiodenstrom	A
$i_{PD}$	Kleinsignal-Photodiodenstrom	A
$I_{Ph}$	Photostrom	A
$I_{S_0}$	Sperrstrom für $\hat{\Phi} = 0$	A
$I_S$	Sperrstrom	A
$\hat{I}_D$	maximaler Drain-Strom in schwacher Inversion	A
$I_D$	Drain-Strom	A
$i_D$	Kleinsignal-Drain-Strom	A
$\overline{i^2}$	quadratischer Mittelwert des Stromes (mittlerer quadratischer Rauschstrom)	A <sup>2</sup>
$\overline{i^2}_d$	mittlerer quadratischer Drain-Rauschstrom	A <sup>2</sup>
$\overline{i^2}_{Ph}$	mittlerer quadratischer Photonenrauschstrom	A <sup>2</sup>
$\overline{i^2}_{Shot}$	mittlerer quadratischer Shot-Rauschstrom	A <sup>2</sup>
$\overline{i^2}_{Tot}$	mittlerer quadratischer Gesamtrauschstrom	A <sup>2</sup>
$k$	BOLZMANNkonstante $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{Ws}{K}$	
$K'$	Transkonduktanzparameter	$\frac{A}{V^2}$
$K''$	Kanallängenmodulationsparameter	$\frac{1}{V}$
$K$	Proportionalitätsfaktor im $\frac{1}{f}$ -Rauschmodell des MOS-Transistors	$4kTK'$
$k_{opt}$	Optische Konstante der Szene und Sensoroptik	—
$k_x$	x-Komponente des Wellenvektors	$\frac{1}{m}$
$k_{\#}$	Blendenzahl	—
$\hat{L}_{Szene}$	Amplitude der Strahldichte in der Szene	$\frac{W}{sr \cdot m^2}$
$\mathcal{L}$	Kanallänge	nm
$\mathcal{L}_{Eff}$	effektive Kanallänge	nm
$\mathcal{L}_{Pinch-Off,D}$	Abstand zwischen Abschnürpunkt und Drain im Kanal	nm
$\mathcal{L}_{Objektiv}$	Objektivlänge (Raummaß)	cm
$l_{x/y}$	Strecke, parallel zur x/y-Achse	m
$l'_{x_{max/min}}$	maximale/ minimale projizierte Pixellänge parallel zur x-Achse	m
$M$	Modulation	—

$MTF$	Modulation Transfer Function	—
$N_{Bit}$	Anzahl der binären Stellen (Bits)	—
$\mu_{N_{Photon}}$	Anzahl einfallender Photonen pro Zeiteinheit	—
$N_{Pixel}$	Anzahl Pixel	—
$N_{Pixel/Zeile}$	Anzahl Pixel pro Zeile	—
$\mu_{N_q}$	Anzahl generierter elektrischer Ladungen pro Zeiteinheit	—
$N_{Zeile}$	Anzahl der Pixel-Zeilen in einem Sensor	—
$O(x, y)$	2D-Objektfunktion (optische Intensität)	$\frac{W}{m^2}$
$OTF$	Optical Transfer Function	—
$P(x, y)$	Ortspunkt mit Ortskoordinaten	—
$P_S(x_m, y_n)$	Sample-Punkt mit Ortskoordinaten	—
$p_A$	Strahlungsleistung pro Fläche, optische Intensität	$\frac{W}{m^2}$
$Pixel(x, y)$	Pixelaperturfunktion	—
$q, Q$	Elektrische Ladung	C
$Q_{PD}$	Sperrschichtladung	C
$\mathcal{R}$	Radius $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{D}}{2}$	m
$R$	(Wirk)-Widerstand, $R = \text{Re}\{\underline{Z}(f_t)\}$	$\Omega$
$\frac{1}{R_{PD}}$	Leitfähigkeit der RLZ	S
$R_S$	Serienwiderstand der PD-Kontakte	$\Omega$
$r(x, y)$	2D-Ortsfunktion	—
$\underline{r}(f_x, f_y)$	2D-Ortsspektrum	—
$r_{Array}(x, y)$	2D-Array-Funktion	—
$r_{Pixel}(x, y)$	2D-Pixel-Aperturfunktion	—
$r_{PSF}(x, y)$	2D-PSF	—
$r_{Sample}(x, y)$	2D-Abtastfunktion	—
$r_{Window}(x, y)$	2D-Fensterfunktion	—
$s_U(t_1, t_2)$	AKF des zufälligen Prozesses	$V^2$
$SF$	Schärfentiefe	m
$Sample(t)$	ideale Abtastfunktion im Zeitbereich	—
$Sensor(x, y)$	Sensoraperturfunktion	—
$\underline{S}(f_t)$	komplexes Leistungsdichtespektrum	—

$\underline{S}_U(f_t)$	komplexes Spannungsleistungsdichtespektrum (Spannungsrauschleistungsdichte)	$\frac{V^2}{Hz}$
$\underline{S}_I(f_t)$	komplexes Stromleistungsdichtespektrum (Stromrauschleistungsdichte)	$\frac{A^2}{Hz}$
$\underline{S}_{I_d}$	Rauschleistungsdichte des Drain-Stromes	$\frac{A^2}{Hz}$
$S_{PD}$	Photodioden-Empfindlichkeit	$\frac{A}{W}$
$SNR$	Signal-Rauschverhältnis = $10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\xi_1}{\xi_2} \right)^2$	dB
$T$	Temperatur	K
$t, t'$	Zeit	s
$t_{m,n}$	Zeitpunkt mit $m, n \in \mathbb{Z}$	s
$t_{Ox}$	Oxidschichtdicke	mm
$T$	Zeitpunkt oder Zeitdauer	s
$T_{Akk}$	Integrationszeit	s
$T_{Fct}$	Zeitliche Länge der Signalfunktion (Signal Function)	s
$T_{FWHM}$	Time Duration of FWHM (Full Width at Half Maximum)	s
$T_{Hold}$	Haltezeit	s
$T_{Int}$	Integrationszeit	s
$T_{Mess}$	Messzeit zum Ermitteln der Entfernung	s
$T_{On}$	Einschaltdauer	s
$T_{Off}$	Ausschaltdauer	s
$T_{Puls}$	Pulsbreite	s
$T_{Reset}$	Reset(Rücksetz)-Zeit	s
$T_{Shift}$	zeitlicher Abstand, Zeitverschiebung (Time-Shift)	s
$T_{Switch}$	Schaltzeit	s
$T_{Sample}$	Sample(Abtast)-Zeitpunkt	s
$U, u$	elektrische Spannung	V
$U_n, u_n$	n'ter Spannungswert mit $n \in \mathbb{Z}$	V
$\underline{U}$	komplexe Spannung	V
$U(t)$	sich zeitlich änderndes Spannungssignal	V
$U(\tau)$	Spannung $U(t = \tau)$	V
$\hat{U}$	Spannungsamplitude	V
$U_{Adj}$	einstellbare Quellenspannung	V

$u_{bs}$	Bulk-Source-Kleinsignalspannung	V
$U_{BS}$	Bulk-Source-Spannung	V
$u_{ds}$	Drain-Source-Kleinsignalspannung	V
$U_{DS}$	Drain-Source-Spannung	V
$u_{gs}$	Gate-Source-Kleinsignalspannung	V
$U_{GS}$	Gate-Source-Spannung	V
$U_{PD}$	Photodiodenspannung	V
$U_{Ref}$	Referenzspannung	V
$U_T$	Temperaturspannung	V
$U_D$	Diffusionsspannung	V
$U_{Offset}$	Offset-Spannung	V
$U_{Qu}$	Quantisierungsspannung	DN
$U_{Sample}$	Spannungsabstastwert/ -funktion	V
$U_t$	Threshold Voltage (Schwellspannung)	V
$U_t$	zufällige Veränderliche der Spannung zur Zeit $t$	—
$\overline{u^2}$	quadratischer Mittelwert der Spannung (mittlere quadratische Spannung)	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{ADU}$	mittlere quadratische Rauschspannung am Ausgang des ADUs	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{ADU}$	mittlere quadratische Rauschspannung am Ausgang des ADUs	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{ADU,In}$	eingangsbezogene mittlere quadratische Spannung des ADUs	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{Pixel}$	mittlere quadratische Rauschspannung am Ausgang des Pixelschaltkreises	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{Sym,In}$	eingangsbezogene mittlere quadratische Spannung der Symmetriestufe	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{Qu}$	mittlere quadratische quantisierte Rauschspannung	V <sup>2</sup>
$\overline{u^2}_{kTC}$	mittlere quadratische $kTC$ -Rauschspannung	V <sup>2</sup>
$v_{ADU}$	Verstärkung ADU	$\frac{DN}{V}$
$v_{Cam}$	Gesamtverstärkung der Kamera	$\frac{DN}{V}$
$v_{CDS}$	Verstärkung der CDS-Stufe	—
$v_{PD}$	Conversion Gain einer kalibrierten Photodiode	$\frac{V}{W}$

$v_{Readout}$	Verstärkung der Ausleseelektronik	$\frac{\text{mV}}{\text{mV}}$
$v_{Sym}$	Verstärkung der Symmetriestufe	$\frac{\text{mV}}{\text{mV}}$
$v_{Sym,ADU}$	Gesamtverstärkung der Symmetriestufe und des ADU	$\frac{\text{DN}}{\text{mV}}$
$V_{bi}$	Build-In Potenzial	V
$W$	Energie	J
$\frac{W}{L}$	Weiten-Längen-Verhältnis des Kanals	$\frac{\text{nm}}{\text{nm}}$
$W_{Licht}$	Energie des Lichts	J
$W_{Photon}$	Photonenenergie	J
$W_{Signal}$	Signalenergie	—
$w(t)$	Integrationsfunktion	—
$\hat{w}$	Amplitude des Integrationssignals	$\frac{\text{V}}{\text{W/m}^2}$
$\tilde{w}(t)$	Integrationssignal	$\frac{\text{V}}{\text{W/m}^2}$
$\mathcal{X}, \mathcal{X}'$	Abstand	m
$X$	Blindwiderstand, $X = \text{Im}\{\underline{Z}(f_t)\}$	$\Omega$
$x, y$	Ortsvariablen	m
$x', y'$	Ortsvariablen der Bildseite	m
$x'_0$	Nullstelle auf der x'-Achse	m
$\underline{Z}(f_t)$	komplexe Impedanz mit $\frac{U}{I} = \text{Re}\{\underline{Z}(f_t)\} + j\text{Im}\{\underline{Z}(f_t)\}$	$\Omega$

*Griechische Buchstaben:*

$\alpha$	Winkel	rad
$\beta$	Absorptionskoeffizient	$\frac{1}{\text{cm}}$
$\delta(t)$	Dirac-Impuls mit der Zeitvariabel	$\frac{1}{\text{s}}$
$\delta(x, y)$	Dirac-Impuls mit Ortsvariablen	—
$\Delta t$	äquidistanter zeitlicher Abstand der Zeitpunkte in einem zeitdiskreten Signal	s
$\Delta \tau$	Verschiebungs- oder Verzögerungsschrittweite	s
$\Delta f_t$	Bandbreite	Hz
$\Delta U$	Spannungsdifferenz	V
$\Delta U_{ADU}$	Spannungsintervall des ADUs	V
$\Delta W$	Bandabstand im Halbleiter	J
$\Delta x, \Delta y$	Laterale Szenenmaße	m
$\varepsilon_{Ox}$	Dielektrizitätszahl des Gate-Oxids	$\frac{\text{F}}{\text{m}}$
$\zeta$	Transmissionskoeffizient	—
$\eta$	Quantenwirkungsgrad	—
$\vartheta$	Winkel	rad
$\gamma$	Abbildungsmaßstab	—
$\lambda$	Wellenlänge des Lichts	nm
$\mu_{e^-}$	Beweglichkeit der Elektronen	$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
$\mu_{Nq}$	mittlere Anzahl, der pro Zeiteinheit generierten elektrischen Ladungsträger	—
$\mu_{N_{Photon}}$	mittlere Anzahl, der pro Zeiteinheit eintreffenden Photonen	—
$\mu_U$	Mittelwert von $U_t$	V
$\mu_{U,Est}$	geschätzter Mittelwert von $U_t$	V
$\nu$	Lichtfrequenz	Hz
$\xi_{\underline{U}}$	Zufallsvariable des zufälligen Prozesses $\underline{U}$	—
$\varrho$	Reflexionskoeffizient	—
$\sigma_U$	Standardabweichung von $U_t$	V
$\sigma_{U,Est}^2$	empirische Varianz	V
$\tau$	TOF, Flugzeit, Verzögerungszeit zeitliche Verschiebung	s
$\tau_n$	diskrete Verzögerungszeit $n \cdot \Delta \tau$	s

$\tau_{lin}$	Verschiebungszeitabschnitt mit linearem Kurvenabschnitt	s
$\tau_0$	zusätzliche konstante Zeitverschiebung	s
$\phi$	Phasenwinkel	rad
$\Delta\phi$	Phasendifferenz	rad
$\Phi(t)$	im Wertebereich normiertes Zeitsignal der Strahlungsleistung $\tilde{\Phi}(t)$	1
$\hat{\Phi}$	Amplitude der Strahlungsleistung	W
$\tilde{\Phi}(t)$	Signalfunktion der Strahlungsleistung	W
$\hat{\Phi}_{LD}$	Strahlungsleistung der Laserdiode	W
$\tilde{\Phi}_{\delta,63ps}(t)$	zeitlicher Verlauf der Strahlungsleistung des endlichen $\delta$ -Laserpulses, $T_{FWHM} = 63ps$	W
$\varphi(t)$	allgemeines Zeitsignal	—
$\varphi_{CDS}(t)$	CDS-Signal	—
$\varphi_{Reset}(t)$	Reset-Signal	—
$\varphi_{SC}(t)$	Steuersignal SC-Schaltkreis	—
$\varphi_{Shutter}(t)$	Shutter-Signal	—
$\varphi_{Clock}(t)$	Clock-Signal	—
$\underline{\psi}$	komplexe Amplitude der skalaren Wellenfunktion (Wurzel der optischen Leistung pro Fläche bzw. optischen Intensität)	$\sqrt{\frac{W}{m^2}}$
$\omega$	Raumwinkel	sr
<i>Zeichen:</i>		
$\triangle$	Quantisierungsstufenhöhe	DN

*Einheiten:*

A	Ampere	
C	Coulomb	$A \cdot s$
DN	Digital Number	1
F	Farad	$\frac{A \cdot s}{V}$
Hz	Hertz	$\frac{1}{s}$
J	Joule	$W \cdot s$
K	Kelvin	
m	Meter	
sr	Steradian	$\frac{m^2}{m^2}$
s	Sekunde	
S	Siemens	$\frac{1}{\Omega}$
V	Volt	
W	Watt	$\frac{J}{s}$
$\Omega$	Ohm	$\frac{V}{A}$



# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation und Ziele

Es gibt kaum einen Bereich der Messtechnik, in dem so intensiv nach neuen Messverfahren und -anordnungen gesucht wird, wie die berührungslose Entfernungsmesstechnik. Die rasante Entwicklung derameratechnik bietet die Möglichkeit, aus digitalisierten Bilddaten Entfernungswerte abzuleiten. Dadurch eröffnet sich ein großes industrielles Anwendungsgebiet. Die messtechnische Aufgabe, Messprinzipien und zur Verfügung stehende aktuelle Technologien bestimmen das Kamerasystem.

Neben der Ultraschall- und der Radartechnik treten optische Methoden in den Vordergrund, die im sichtbaren und nahen Infrarot-Bereich zur Anwendung kommen. Wärmebildkameras erschließen den mittleren und fernen Infrarotbereich.

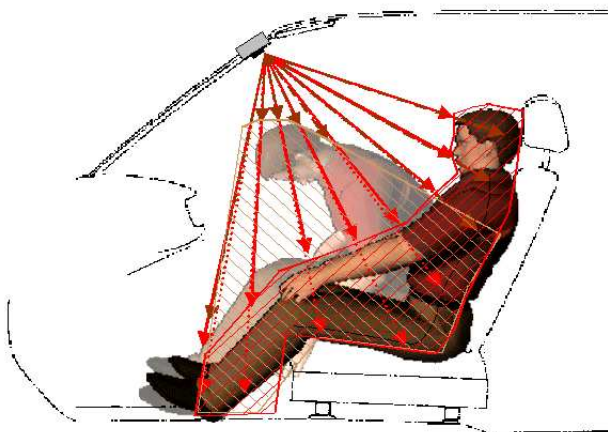


Abbildung 1: Fahrzeuginnenraumüberwachung für die dimensionierte Airbag-Auslösung

Dieameratechnik stellt für die KFZ-Innen- und -Außenraumüberwachung eine Schlüsseltechnologie dar, siehe Abb. 1, weil sie neben der Signalisierung von Ereignissen mit intelligenten Bildverarbeitungsalgorithmen Informationen über die erfasste Szene liefert. Sie bietet Lösungen für Fahrerassistenzsysteme und die dimensionierte Airbag-Auslösung. Ein von der amerikanischen Verkehrszulassungsbehörde geforderte 35%ige Ausstattung aller Nutzfahrzeuge mit überwachten Airbags unterstreicht den zukünftigen Bedarf [1], [2].

Die Hersteller automatischer Türsysteme stellen hohe Anforderungen an die Sicherheit für Personen, die automatisierte Portale passieren. Konkrete Anwendungen ergeben sich für Fahrstühle, Ein- und Ausgänge von Gebäuden und in Schienenfahrzeugen, siehe auch Abb. 2.

Geeignete Bildverarbeitungsalgorithmen stellen zusätzliche Funktionen wie das Zählen von Personen zur Verfügung. Für den Verkehrsbetrieb oder den Bewirtschafter von Gebäuden können so parallel, einfach und kostengünstig betriebswirtschaftlich interessante Statistiken aufgestellt werden.

Aus den oben aufgeführten Einsatzgebieten lassen sich Anforderungen an das Kamerasystem ableiten:

- berührungsloses Messen
- der Einsatz von für den Menschen ungefährlichen Systemkomponenten (z.B. Augensicherheit bei aktiver Bestrahlung des Überwachungsraums)
- Serienfertigung von hohen Stückzahlen
  - geringe Test- und Produktionskosten
  - niedriger Kalibrierungsaufwand
  - kompakte Ausführung
  - hohe Zuverlässigkeit und robuste Bauweise (bewegliche mechanische Teile wie Spiegel oder Blenden entfallen)
  - 2D-Lichtquellen und 2D-Bildsensoren für die 3D-Überwachung

Im März 2001 startete das von der Information Society Technologies innerhalb des fünften Rahmenprogramms geförderte MISSY-Projekt (3D-Information Based Safety and Security by Solid State Microsystems, Projekt-Referenz-Nr. IST-2000-28174) mit dem Ziel, ein Mikrosystem zu entwickeln, das schnell und direkt 3D-Informationen von Objekten erfasst. Im Vordergrund der Entwicklung steht, die Sicherheit von Menschen im Alltag zu erhöhen. Angestrebte Einsatzgebiete sind Autos, Aufzüge bis hin zu großen Überwachungsbereichen wie Parkplätzen.

Die Projektgruppe setzt sich aus Arbeitsgruppen von Industrie und Forschung zusammen. Dadurch werden neuste wissenschaftliche Entwicklungen des Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer-IMS) Duisburg in die industrielle Produktentwicklung bei B.E.R Group S.A, Baxall Ltd. eingebunden. Eine Sonderstellung nimmt die Arbeitsgruppe

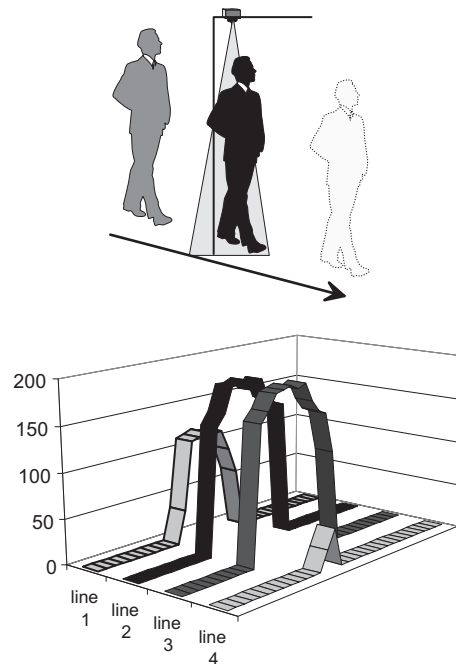


Abbildung 2: Aufnahme des Höhenprofil von Personen

Power und Sensor Systems 9 der Corporate Technology Siemens AG (CT PS9 SAG) als Projektkoordinator ein, weil sie neben dem Projektmanagement eine breite anwendungsorientierte Entwicklung des Kamerasystems betreibt.

Ausgangspunkt der Aktivitäten ist das vom Fraunhofer-IMS in Duisburg unter Leitung von Herrn Prof. Hosticka, Ph.D., entwickelte CMOS-Photosensor Array, wo erstmals schnelle elektronische Schließer im Nanosekundenbereich realisiert wurden. In enger Zusammenarbeit mit der Abteilung CT PS9 der Siemens AG entstand das Auswerteverfahren MDSI von Herrn Dr. Mengel und führte auf die *3D-CMOS-Kamera* zur Entfernungbestimmung von Objekten in Szenen. Erste kalibrierte Distanzmessungen wurden in [3] vorgestellt.

Während im Fraunhofer-IMS weiter an neuen Pixelapplikationen geforscht wurde, um die elektrischen Eigenschaften des Sensors zu verbessern bzw. die Bildauflösung zu erhöhen, konnten gleichzeitig in der CT PS9 SAG weitere Auswerteverfahren gefunden, bestehende verbessert und an konkreten Szenen erprobt werden.

Im Rahmen dieser Dissertation sollen Zusammenhänge bei der Bildaufnahme, der Signalverarbeitung im Sensor und der Berechnung des Entfernungswertes herausgestellt werden. Wissenschaftliche Methoden erschließen systemtheo-

retische Betrachtungen des gesamten Kamerasystems und ermöglichen eine *Hardware-Modellierung und Algorithmus-Optimierung für die dreidimensionale Objekterfassung durch CMOS-Bildsensoren mit Kurzzeitintegration und Laserpulsbeleuchtung*.

## 1.2 Stand der Technik

### 1.2.1 Technologische Entwicklung

In den letzten Jahren vollzog sich der Schritt von der Herstellung der Bildsensoren in CCD-Technik zu der als überlegen eingestuften CMOS-Technologie. Die Fertigung von CMOS-Schaltkreisen erfolgt in einem Standardprozess, der eine hohe Integrierbarkeit von Halbleiterbauelementen zulässt. Es ist möglich, die Ansteuerschaltung und die signalverarbeitenden Baugruppen *On-Chip* zu implementieren, wodurch die Bildsensoren preiswert in hohen Stückzahlen gefertigt werden können. Als Nachteil wird die geringere Bildqualität aufgrund des Rauschens gesehen.

Aus einer großen Menge von verschiedenen Pixeltypen (Types of Picture Elements) ist das *Active Pixel* als der am meisten verwendete Typ hervorgegangen. Es besteht aus einer Photodiode und Ausleseschaltung und zeichnet sich durch geringes Rauschen und eine hohe *Responsivität* aus [4]. Photodetektoren, die nach dem elektro-optischem Mischprinzip arbeiten, wurden sowohl mit CCD als auch CMOS-Technik hergestellt und getestet [5]. Die Entwicklung dieser Detektoren erfolgt vorwiegend in CMOS-Ausführung, um die technologischen Vorteile zu nutzen [6].

Zusätzlich zeichnen sich CMOS-Bildsensoren im Vergleich zu CCD-Sensoren durch eine viel geringere Leistungsaufnahme von wenigen mW aus. Sensorapplikationen mit einem  $4 \times 64$ -Pixel-Array nehmen 2D-Bilder auf [7]. Die steigende Pixelzahl erhöht nicht nur die Bildauflösung, sie ist eine wesentliche Voraussetzung für das Erfassen von 3D-Szenen.

### 1.2.2 Wesentliche Prinzipien zur Entfernungsbestimmung

Im Laufe der Zeit entstand eine Vielzahl optischer Entfernungsmessverfahren. Die *Triangulation* beruht auf dem mathematischen Prinzip von gleichen Streckenverhältnissen. Die *Interferometrie* und das *Time-of-Flight* nutzen grundlegende physikalische Effekte des Lichts aus. Zugleich gehören diese drei Verfahren zu den wesentlichen optischen entfernungsbestimmenden Prinzipien und sind nachfolgend erläutert.

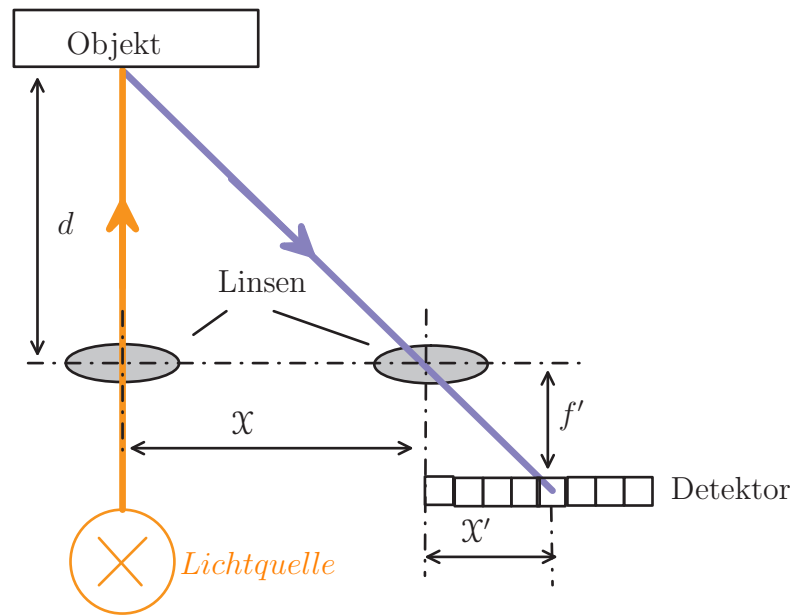


Abbildung 3: Messprinzip der Triangulation

**Das Triangulationsverfahren** bestimmt die Entfernung  $d$  aus dem Streckenverhältnis von zwei ähnlichen Dreiecken, siehe Abb. 3. Das Messsystem besteht aus einer Lichtquelle und einem zu ihr im Abstand  $x$  positionierten lichtempfindlichen Detektor. Der Detektor befindet sich für die meisten weiter entfernten Objekte in der Brennweite  $f'$  der Linse, um den Schärfentiefebereich auszunutzen. Durch die Reflexion des Lichts am Objekt wird der Detektor an der Stelle  $x'$  bestrahlt.

Aus den bekannten Größen  $x$ ,  $x'$ ,  $f'$  kann die Distanz eines Objektpunktes über die trigonometrische Beziehung

$$d = f' \frac{x}{x'} \quad (1)$$

gefunden werden. Zweidimensional strukturiertes Licht und ein 2D-Sensor ermöglichen eine 3D-Triangulation. Es können in diesem Fall Distanzbereiche von der Brennweite bis zu 100km erschlossen werden [8].

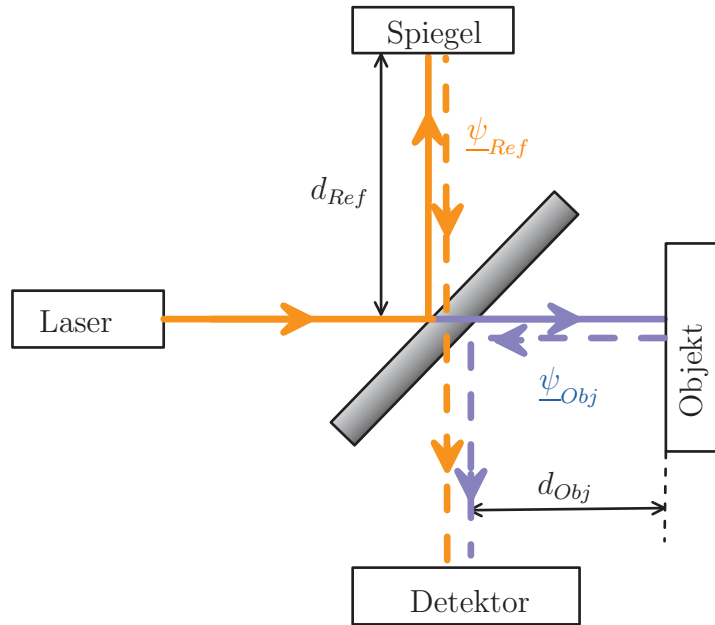


Abbildung 4: Messprinzip des MICHELSON-Interferometers

**Interferometrische Verfahren** nutzen den Wellencharakter des Lichts aus. Ein klassisches Beispiel für eine präzise Entfernungsmessung ist das MICHELSON-Interferometer, siehe Abb. 4. Ein halbdurchlässiger Spiegel teilt einen monochromatischen Lichtstrahl in Richtung Referenzebene und Objekt auf. Die Lichtstrahlen werden an der Referenzebene und dem Objekt so reflektiert, dass sie den halbdurchlässigen Spiegel ein zweites Mal passieren und zusammen auf einen Detektor treffen. Vor dem Detektor überlagern sich die beiden Wellenfelder, so dass ein Interferenzmuster entsteht.

Die beiden monochromatischen optischen Wellen beschreibt die Wellenfunktion. Sie wird für die Referenzebene und das Objekt von den zeitunabhängigen komplexen Amplituden

$$\begin{aligned}\underline{\psi}_{Ref} &= \sqrt{p_{A_{Ref}}} \cdot e^{\frac{j2\pi d_{Ref}}{\lambda}} \\ \underline{\psi}_{Obj} &= \sqrt{p_{A_{Obj}}} \cdot e^{\frac{j2\pi d_{Obj}}{\lambda}}\end{aligned}$$

repräsentiert, bei der  $p_A$  die optische Intensität (Leistungsdichte, optische Strahlungsleistung pro Fläche) ist. Der Abstand zwischen der Achse des vom Laser ausgesandten Lichtstrahls und der Referenzebene (Spiegel) ist die bekannte Größe  $d_{Ref}$ .  $d_{Obj}$  ist der Abstand zwischen dem Objekt und dem am

Spiegel reflektierten Lichtstrahl. Durch Superposition der beiden komplexen Amplituden entsteht die Interferenzgleichung

$$p_A = p_{A_{Ref}} + p_{A_{Obj}} + 2\sqrt{p_{A_{Ref}} \cdot p_{A_{Obj}}} \cos\left(\frac{2\pi \cdot 2 \cdot (d_{Obj} - d_{Ref})}{\lambda}\right) \quad [9].$$

Es existieren eine Reihe von Verfahren, die die Phasenverschiebung der Wellenfronten auswerten und daraus die Entfernung des Objekts mit einer hohen Genauigkeit für vorwiegend kleine Distanzbereiche bestimmen [8].

Die Bezeichnung **Time-of-Flight** meint die Flugzeit  $\tau$ , die das Licht für den Signalweg Lichtquelle-Objekt-Detektor benötigt.

$$\tau = \frac{\text{Signalweg} = 2 \cdot d}{c} \quad (2)$$

Mit der konstanten Lichtgeschwindigkeit  $c \approx 30 \frac{cm}{ns}$  und unter Berücksichtigung der doppelten Entfernung  $2 \cdot d$  (Lichtquelle-Objekt + Objekt-Detektor) lässt sich die tatsächliche Entfernung  $d$  zwischen Objekt und Detektor mit der Time-of-Flight-Entfernungsgleichung

$$d = \frac{c}{2} \cdot \tau \quad (3)$$

bestimmen. Lichtquelle und Detektor arbeiten synchron. Um die Flugzeit des Lichts  $\tau$  zu bestimmen, werden unterschiedliche Messprinzipien angewandt, die die Ausführung der Lichtquellen und des Detektors beeinflusst haben. Da die Lichtquellen modulierte Lichtsignale aussenden sollen, kommen oft Lasermodule zum Einsatz, die jetzt preiswert mit den geforderten Strahlungsleistungen, Modulationsfrequenzen und Pulsformen zur Verfügung stehen.

Der Einsatz von pulsmoduliertem Licht ermöglicht zwei Ansätze:

1. Eine einfache Variante besteht darin, die Zeitdifferenz  $\tau$  zwischen einem ausgesandten und empfangenen Laserpuls zu messen [10]. Als Zeitmessgerät werden schnelle Oszilloskope eingesetzt, die mit einer hohen Abtastrate arbeiten. Größe und Kosten dieser Systemkomponente lassen keinen Einsatz im industriellen Bereich zu. Leading-Edge-Diskriminatoren ersetzen das teure Abtastgerät [11]. Da die Pulsform keine idealen Signalformen annehmen kann und die Amplitudenhöhe am Sensor von der Abstrahlung in den Raum abhängt, ist es schwierig, ein geeignetes Detektionsniveau zu definieren. Außerdem sind sehr kurze Pulse mit hohen Leistungsdichten nötig, die die Augensicherheit nicht mehr gewährleisten könnten.

2. Eine zweite Variante löst das oben genannte Problem. Ein speziell entwickelter integrierender *Active-Pixel*-Sensor ( $2 \times 32$  Pixel) setzt die Pulsleistung (Strahlungsleistung) innerhalb eines Integrationsfensters in einen Spannungsabstastwert um. Dabei ist es möglich, mehrere Laserpulse zu akkumulieren, um mit kleinen Strahlungsleistungen des Lasers die Szene zu bestrahlen oder schlecht reflektierende Objekte zu erfassen. Die angewandte CDS-Technik unterdrückt ausreichend das sonst oft störende Hintergrundlicht [3]. Aus Spannungsabstastwerten, die aus der Integration eines Laserpulses in einem Integrationsfenster stammen, bestimmt der MDSI-Berechnungsalgorithmus unabhängig von der am Sensor bestehenden Bestrahlungsstärke den Entfernungswert [12]. Die signaltheoretischen Zusammenhänge in Bezug auf die Auswerteverfahren führen zu Korrekturmöglichkeiten nichtlinearer Effekte und erweiterten Messbereichen, siehe Kapitel 4.7.3 und [13]. Mit einer größeren Pixelzahl  $4 \times 64$  und kleineren photoempfindlichen Flächen verbesserte sich das Auflösungsvermögen des Sensors entscheidend [7].

Jüngste Veröffentlichungen zeigen, wie die obigen Signalprozesse und Auswerteverfahren mit reduzierten Schaltungsapplikationen umgesetzt werden können [14], [15]. Das Time-of-Flight-Messprinzip gewinnt im Pulsbetrieb zunehmend an Bedeutung.

Die Bestimmung der Laufzeit mit Hilfe modulierter CW-Laser ermöglicht die Anwendung der Korrelation. Die Korrelationsfunktion bilden hier zeitkontinuierliche Signalfolgen des CW-Lasers und des Demodulators. Dazu wurden in den letzten Jahren optische Empfänger in CMOS-Technologie entwickelt, die die Funktion der Strahlungsdetektion und der Signalmischung übernehmen. Das *Photoelectronic Mixing Device (PMD)* [16] und das *Lock-In Pixel* [17] realisieren das gleiche Grundprinzip und unterscheiden sich lediglich im Aufbau.

Die daraus entwickelten Entfernungsmessverfahren verarbeiten die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  zwischen dem mit der Modulationsfrequenz  $f_{t,mod}$  meist sinusförmigen modulierten ausgesandten und empfangenen Lasersignal.

$$d = \frac{c}{2} \cdot \tau = \frac{c}{2} \cdot \frac{\Delta\phi}{2\pi f_{t,mod}}$$

Durch einen Mischprozess und eine anschließende Integration am Kondensator entsteht eine Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) aus dem empfangenen modulierten Lasersignal und dem mit der selben Modulationsfrequenz erzeugten Signalprozess im Demodulator (*PMD*, *Lock-In Pixel*). Beide Empfänger



tasten die cosinusförmige KKF ab und errechnen aus den Abtastwerten die Phasendifferenz.

Bildsensoren der CMOS-Technologie (*Active Pixel*, *PMD* und *Lock-In Pixel*) erscheinen derzeit als zukunftsweisend, weil sie kostengünstig und stromsparend sind, 2D-Bilder liefern und dadurch die zuvor aufgeführten Anforderungen im Automobilbereich bzw. für automatisierte Portale, Abschnitt 1.1, erfüllen.

### 1.3 Gliederung der Arbeit

Das Entfernungsmesssystem *3D-CMOS-Kamera* ist der Untersuchungsgegenstand der vorliegenden Arbeit. Die Kamera gliedert sich in einen optischen und elektrischen Signalpfad. Es werden Teilsysteme mit ihren Signalverarbeitungsprozessen analysiert und modelliert.

**Das Kapitel 1** nennt die Beweggründe, die zur Entwicklung der *3D-CMOS-Kamera* führten. Es werden die Projektmitglieder des MISSY-Projekts vorgestellt und angestrebte Anwendungen des Kamerasystems aufgeführt. Es werden die wesentlichen Entfernungsmessverfahren und der technologische Entwicklungsstand von Bildsensoren erläutert.

**Das Kapitel 2** führt grundlegende Definitionen und Beschreibungsformen von Signalen und Systemen auf. Eine vereinheitlichte Symbolik und wesentliche Erläuterungen schaffen die Voraussetzung für eine prägnante Beschreibung des Kamerasystems.

Mit dem **Kapitel 3** erfolgt eine detaillierte Beschreibung der wesentlichen Bauelemente und Baugruppen der Kamera. Dabei stehen der Aufbau, die Funktion sowie wichtige Einflussfaktoren und Besonderheiten im Vordergrund.

**Das Kapitel 4** präzisiert im Abschnitt 4.1 den Aufbau und die Wirkungsweise sowie das Entfernungsmessprinzip der *3D-CMOS-Kamera* und erläutert den konkreten Aufbau und die Funktionsweise mit einem elektrischen Blockschaltbild, Abb. 31. Es werden Bilder der Kameraplatine, des CMOS-Bildsensors und eine schematische Darstellung des Pixel-Arrays gezeigt (Abb. 30). Es findet eine Gliederung des Messsystems in einen optischen und elektrischen Signalpfad statt (Abb. 32).

Der Abschnitt 4.2 beschreibt ausgewählte Voruntersuchungen zur Bestimmung von Verstärkungsfaktoren für Baugruppen der Kameraplatine. Außer-

dem wird auf den Signalverlauf  $E_{L,real}(t)$  des 30ns-Laserpulses und die normierte Pixelspannung  $\frac{U_{Pixel}(\tau_n)}{U_{Pixel,max}}$  für eine 30ns Integrationszeit eingegangen. Als Ursache kommen die nichtidealen Signalverläufe des Laserpulses und ein Zusammenhang zu möglichen Diffusionsströmen in Betracht.

Der Abschnitt 4.3 beschreibt den Leistungsumsatz zwischen Lasermodul und Sensor. Es wird die Bildentstehung auf dem Sensor und die Bilddiskretisierung durch die Pixelanordnung des Sensors mit Signalfunktionen dargestellt. Ihre Auswirkungen auf das digitalisierte Bild gibt eine Diskussion der Bildspektren wieder.

Der Abschnitt 4.4 erläutert das Funktionsprinzip des Pixelschaltkreises durch den zeitlichen Verlauf der Licht- und Steuersignale des Pixelschaltkreises, Abb 44. Signalfunktionen modellieren den Integrationsvorgang, die Sample-and-Hold-Stufe sowie die CDS-Stufe. Die in den Voruntersuchungen gewonnenen Verstärkungsfaktoren realisieren einen vereinfachten Signalpfad der Symmetriestufe und des ADUs und schließen mit der Quantisierungsspannung ab.

Im Abschnitt 4.5 wird ein deterministisches Signalmodell für ideale und reale Signalfunktionen aufgestellt. Dabei wird das Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int,ideal}(t)$  theoretisch abgeleitet und messtechnisch bestimmt. Es erfolgt eine messtechnische Bestätigung des deterministischen Signalmodells.

Der Abschnitt 4.6 beschäftigt sich mit den wesentlichen Rauschprozessen im Kamerasystem. Es kommen hier die aufgestellten Rauschmodelle aus dem Kapitel 3 zur Anwendung. Die statistischen Schwankungen der Quantisierungsspannung  $U_{Qu}$  in Bezug auf ihren Mittelwert  $\mu_{U_{Qu,n},Est}$  belegen messtechnisch erfasste funktionale Zusammenhänge zwischen der geschätzten Standardabweichung und dem geschätzten Mittelwert der Quantisierungsspannung sowie das geschätzte Signal-Rauschverhältnis.

Der Abschnitt 4.7 beschreibt allgemein das MDSI-Auswerteverfahren in seinen Grundzügen und geht dabei auf die *analoge Integration* ein. Es wird die MDSI-Entfernungsgleichung mit dem deterministischen Signalmodell aus Abschnitt 4.5 abgeleitet. Der Quantisierungsspannungsquotient  $\frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}}$  bestimmt die Entfernung. Es zeigen sich Unterschiede zwischen dem idealen und realen Verlauf des Quantisierungsspannungsquotienten, die sich auf die realen Signalverläufe zurückführen lassen. Die Modifikation des Signalprozesses ermöglicht einen erweiterten Verlauf des realen Quantisierungsspannungsquotienten, wodurch sich der Messbereich vergrößert.

**Das Kapitel 5** fasst das Wesentliche der Arbeit zusammen. Dabei wird auf neue Erkenntnisse, Teilaspekte und ihre Bedeutung eingegangen. Es werden parallel entstandene Neuerungen angesprochen und zukünftige Entwicklungsmöglichkeiten dargestellt.

## 2 Grundlagen

*Signale* beinhalten Informationen und sind an physikalische Träger gebunden. Im optischen Teil der Kamera tritt als physikalischer Träger z.B. die Bestrahlungsstärke, im elektrischen Teil der Strom bzw. die Spannung auf. Die Kamera wandelt optische *Bilder* in digitalisierte *Bilder* um.

Um die *3D-CMOS-Kamera* als *System* präzise zu differenzieren und mathematisch zu modellieren, werden in diesem Kapitel das elektrische LTI- und das optische LSI-System in ihren Grundzügen dargestellt. Ihre Eingangs- und Ausgangsgrößen sind *Signale* bzw. *Bilder*. Wichtige Signalarten und ihre Konstruktionsvorschrift werden im Anschluss beschrieben.

### 2.1 Signale

#### 2.1.1 Elementarsignale

Ein Signal ist meistens aus Elementarsignalen aufgebaut. Die Darstellung eines solchen Aufbauelementes kann durch einen geschlossenen Ausdruck dargestellt werden, so dass die Elementarsignale einen determinierten Charakter besitzen.

Ein oft benutztes Elementarsignal ist der vollständig normierte Rechteckimpuls

$$\text{rect}(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{für } |\xi| < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \text{für } |\xi| = \frac{1}{2} \\ 0 & \text{für } |\xi| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad \text{mit } \xi \in \mathbb{R}.$$

Durch Dehnen mit  $T$  und Verschieben um  $\tau$  entlang der Abszisse und Strecken an der Ordinate um den dimensionsbehafteten Amplitudenfaktor  $\hat{g}$  erhält man ein beliebiges rechteckförmiges Signal einer physikalischen Größe.

$$\tilde{g}(t - \tau) = \hat{g} \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \tau}{T}\right) = \hat{g} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } \left|\frac{t - \tau}{T}\right| < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \text{für } \left|\frac{t - \tau}{T}\right| = \frac{1}{2} \\ 0 & \text{für } \left|\frac{t - \tau}{T}\right| > \frac{1}{2} \end{cases}$$

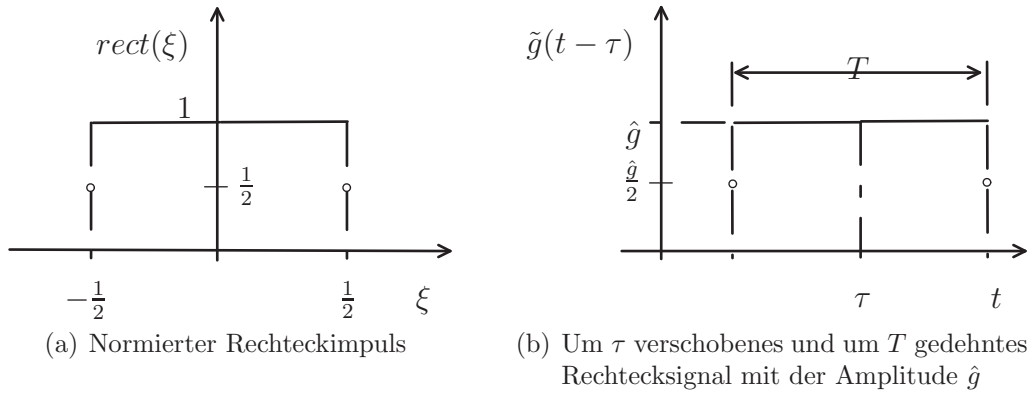
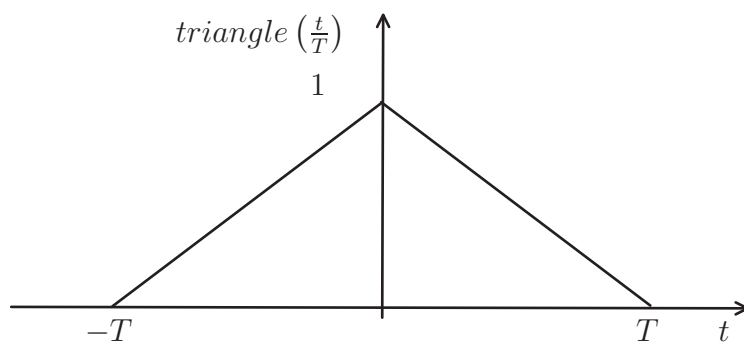


Abbildung 5: Rechteckimpuls und -signal

Die Faltung des um  $T$  gedehnten Rechtecksignals mit sich selbst erzeugt das Dreieckssignal  $triangle\left(\frac{t}{T}\right)$  mit der Amplitude  $T$  [18]. Die Faltungsoperation wird bei der Beschreibung von Systemen im Abschnitt 2.2.1 näher erläutert.

$$rect\left(\frac{t}{T}\right) * rect\left(\frac{t}{T}\right) = T \cdot triangle\left(\frac{t}{T}\right) = T \cdot \begin{cases} 1 - \frac{-t}{T} & \text{für } -T \leq t \leq 0 \\ 1 - \frac{t}{T} & \text{für } 0 \leq t \leq T \\ 0 & \text{für } T > |t| \end{cases}$$

Abbildung 6: Dreieckssignal  $triangle\left(\frac{t}{T}\right)$

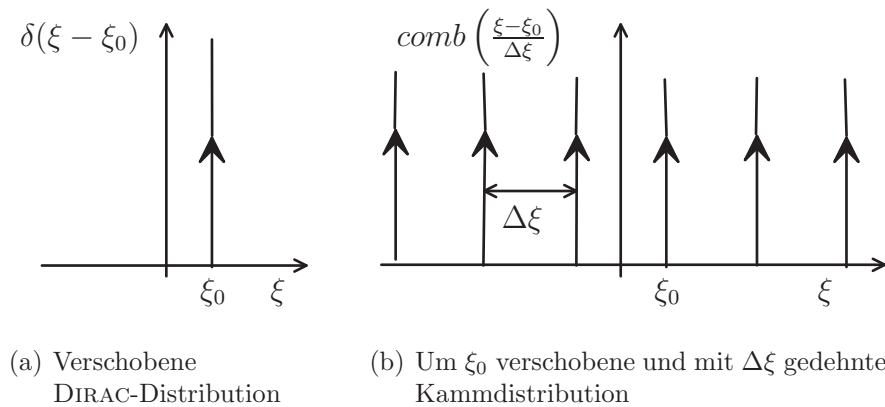


Abbildung 7: DIRAC-Distribution und Kammdistribution

Ein weiteres wichtiges Elementarsignal der Signal- und Bildverarbeitung ist die DIRAC-Distribution bzw. der DIRAC-Impuls.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\xi) d\xi = 1$$

Eine wesentliche Eigenschaft des DIRAC-Impulses ist seine Ausblendeigenschaft. Sie ist von großer Bedeutung und kann wie folgt dargestellt werden. Ausgehend von der Rechteckfunktion kann mit dem Parameter  $a$  die Höhe  $\frac{1}{a}$  und die Breite  $a$  eines schmalen Rechtecksignals  $\delta_a(\xi)$  gesteuert werden:

$$\delta_a(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{a} & \text{für } |\xi| < \frac{a}{2} \\ \frac{1}{2a} & \text{für } |\xi| = \frac{a}{2} \\ 0 & \text{für } |\xi| > \frac{a}{2} \end{cases}$$

Das Ergebnis des nachstehenden Grenzwertes ergibt den Funktionswert von  $g$  an der Stelle  $\xi = 0$ , wodurch die Ausblendeigenschaft von  $\delta_a(\xi)$  deutlich wird.

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \delta_a(\xi) \cdot g(\xi) d\xi = g(\xi = 0).$$

Der DIRAC-Impuls  $\delta(\xi)$  stellt eine Konstruktionsvorschrift für eine Abbildung der vollständig normierten Funktion  $g(\xi)$  in die Menge  $\mathbb{R}$  bzw. allgemeiner in die Menge  $\mathbb{C}$  dar.

$$g(\xi_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \cdot \delta(\xi - \xi_0) d\xi \quad \in \quad \mathbb{R}$$

Setzt sich der DIRAC-Impuls periodisch fort, entsteht die Kammdistribution

$$\text{comb}\left(\frac{\xi}{\Delta\xi}\right) = \text{comb}(\xi \cdot f_{S,\xi}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\xi - \xi_n) \quad \text{mit } \xi_n = n \cdot \Delta\xi$$

Der praktische Gebrauch der DIRAC-Distribution setzt voraus, dass es sich dabei um dimensionsbehaftete physikalische Größen handelt. Ist z.B.  $\delta^{(U)}$  ein Spannungsimpuls mit der Impulslänge  $T$  und der physikalischen Einheit V, so gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta^{(U)}(t) dt = A_{Impuls}^{(U \cdot T)}$$

mit der Impulsfläche  $A_{Impuls}^{(U \cdot T)}$  in Vs. Aus der physikalischen Einheit des Spannungsimpulses und der Impulsfläche ergibt sich für das Beispiel der nachstehende Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \delta^{(U)}(t) &= A_{Impuls}^{(U \cdot T)} \cdot \delta(t) & \text{mit} \\ \delta^{(U)}(t) &= 1V & A_{Impuls}^{(U \cdot T)} = 1Vs & \delta(t) = \frac{1}{s} \end{aligned}$$

### 2.1.2 Abgetastete Signale

Funktionen physikalischer Größen treten in der Technik oft mit einer kontinuierlichen unabhängigen Variablen  $\xi$  auf. Durch die Entwicklung der Rechen-technik stehen mit Computerprogrammen Werkzeuge zur Verfügung, die verschiedene diskrete Signale miteinander verrechnen und darstellen können. Um die Werkzeuge der digitalen Signalverarbeitung nutzen zu können, müssen die kontinuierlichen Funktionen in diskrete überführt werden. Z.B. kann eine Folge von Abtastwerten

$$\{\dots, g((n-1)\Delta\xi), g(n\Delta\xi), g((n+1)\Delta\xi), \dots\} \quad (4)$$

durch die Aufnahme mit einem Oszilloskop generiert werden. Sie besteht aus der Zuordnung zwischen Funktionswerten und der diskreten unabhängigen Variablen  $\xi_n = n\Delta\xi$ . Der Abstand zwischen den Gliedern ist mit  $\Delta\xi$  konstant. Aus ihm resultiert die Sample-Frequenz (Abtastfrequenz).

$$f_{S,\xi} = \frac{1}{\Delta\xi} \quad (5)$$

Das mathematische Modell des idealen Abtasters aus Gl. 6 nutzt die Ausblendeigenschaft des DIRAC-Impulses. Es generiert für die Stelle  $\xi_n$  der Funktion  $g(\xi)$  den Abtastwert

$$g(\xi_n = n \cdot \Delta\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \cdot \delta(\xi - n \cdot \Delta\xi) d\xi. \quad (6)$$

### 2.1.3 Signaloperationen

Dieser Abschnitt gibt nur eine Auswahl von den in der Literatur ausführlich beschriebenen Operationen auf Signale [19] wieder. Signaloperationen, die in dieser Arbeit Verwendung finden, sind hier noch einmal definiert.

Eine oft benutzte Signaloperation ist die *Verschiebung* eines Signals auf der Zeitachse (Translation), wie es die Abb. 5 für das nach rechts zeitverschobene Rechtecksignal darstellt. Hier wurde das Rechtecksignal  $\tilde{g}(t)$  mit dem Verschiebungsoperator  $D^{(\dots)}\{\dots\}$  um  $\tau$  auf der Abszisse nach rechts verschoben.

$$D^{-\tau}\{\tilde{g}(t)\} = \tilde{g}(t - \tau) \quad (7)$$

Bei der bestimmten *Integration* des Signals  $\tilde{g}_1(\xi)$  im Integrationsbereich von  $[\xi_1; \xi_2]$  entsteht das neue Signal  $\tilde{g}_2(\xi)$ . Folgt eine dimensionsbehaftete Stammfunktion, die sich in ihrer physikalischen Einheit von der zu integrierenden Funktion  $\tilde{g}_1(\xi)$  unterscheidet, erlangt das neue Signal eine andere physikalische Bedeutung.

$$\tilde{g}_2(\xi_1, \xi_2) = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \tilde{g}_1(\xi) d\xi \quad (8)$$

Erhält das Argument einer Signalfunktion ein negatives Vorzeichen ( $-\xi$ ), so *spiegelt* sich die Signalfunktion an der Ordinatenachse.

$$g^*(\xi) = g(-\xi)$$

Durch Anwenden des Verschiebungsoperators  $D^{-\zeta}$  mit der Verschiebung  $-\zeta$  auf die gespiegelte Signalfunktion  $g^*(\xi)$  entsteht die auf der Abszisse *nach rechts verschobene gespiegelte* Signalfunktion, siehe auch Abb. 8.

$$D^{-\zeta}\{g^*(\xi)\} = g^*(\xi - \zeta) = g(-(\xi - \zeta)) = g(\zeta - \xi)$$

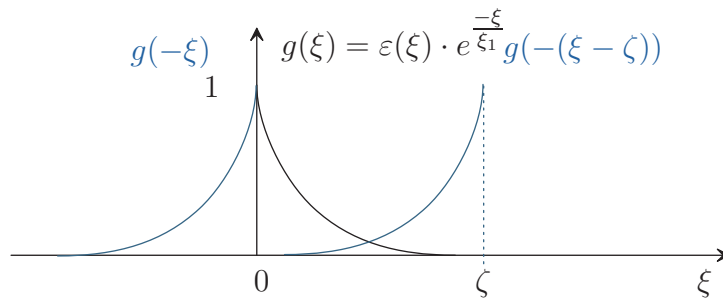


Abbildung 8: Gefaltetes Signal  $g(-\xi)$  und gefaltetes und um  $\zeta$  verschobenes Signal  $g(-(\xi - \zeta))$

$$g(\xi) = \varepsilon(\xi) \cdot e^{-\frac{\xi}{\xi_1}} \quad \text{mit der Sprungfunktion} \quad \varepsilon(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{für } \xi > 0 \\ \frac{1}{2} & \text{für } \xi = 0 \\ 0 & \text{für } \xi < 0 \end{cases}$$

Das zu integrierende Signalprodukt  $g_1(\xi) \cdot g_2(\zeta - \xi)$  führt auf das Faltungsprodukt  $g_1(\zeta) * g_2(\zeta)$ , das unter anderem bei der Beschreibung von LTI-Systemen zur Anwendung kommt.

$$g_1(\zeta) * g_2(\zeta) = \int_{\zeta} g_1(\xi) \cdot g_2(\zeta - \xi) d\xi = g_3(\zeta)$$

#### 2.1.4 FOURIER-Transformationsgleichungen

Die FOURIER-Transformation ist eine bedeutende Integraltransformation, die eine Funktion aus dem Originalbereich  $g(t)$  einer Funktion im Bildbereich  $\underline{G}(f_t)$  zuordnet. Im Bildbereich entstehen einfache mathematische Ausdrücke, wie z.B. bei der Transformation des Faltungsprodukts.

$$g(t) = g_1(t) * g_2(t) \quad \circ \longrightarrow \bullet \quad \underline{G}(f_t) = \underline{G}_1(f_t) \cdot \underline{G}_2(f_t)$$

Für die Hin- und Rücktransformation einer nichtperiodischen, betragsintegrierbaren Zeitfunktion  $g(t)$  gelten die aufgeführten Integrale:

$$\underline{G}(f_t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{-j2\pi f_t t} dt \quad \quad g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{G}(f_t) e^{j2\pi f_t t} df_t$$



Wird die kausale zeitkontinuierliche Funktion  $g(t)$  zu den Zeiten  $n \cdot T_{\text{Sample}}$  abgetastet, erhält man die zugehörige Abtastwertefolge  $g_S(n \cdot T_{\text{Sample}}) = g_n$  mit  $n = [0; N]$ . Ihre FOURIER-Transformation lautet:

$$\underline{G}_S(f_t) = \sum_{n=0}^N g_n \cdot e^{-j2\pi f_t n T_{\text{Sample}}}.$$

Das Spektrum  $\underline{G}_S(f_t)$  setzt sich aufgrund der Periodizität der e-Funktion auch periodisch fort. Der Exponent der e-Funktion liefert mit  $f_{t,S} = \frac{1}{T_{\text{Sample}}}$  die Abtastfrequenz und ist identisch mit der Wiederholfrequenz des Spektrums.

Mit der Beziehung  $z = e^{j2\pi f_t T_{\text{Sample}}}$  wird die abgetastete Funktion in die komplexen Z-Ebene transformiert.

$$\underline{G}(z) = \sum_{n=0}^N g_n \cdot z^{-n}$$

Mit  $f_S$  abgetastete Signale  $\tilde{g}(t)$  oder Bildsignale zeigen ein periodisch fortgesetztes Spektrum. Sind die Zeit- bzw. Ortsfunktionen mit  $f_c$  bandbegrenzt, so muss mit Blick auf eine Signal- bzw. Bildrekonstruktion das Abtasttheorem eingehalten werden, um das Überlagern von Spektralanteilen (Aliasing) zu vermeiden.

$$f_c \leq 2 \cdot f_S$$

In der Bildverarbeitung beschreiben Objekt-Funktionen mit zwei Ortsvariablen  $\{x, y\} \in \mathbb{R}$  Bilder. Die zugehörigen zweidimensionalen Transformationsgleichungen heißen:

$$\underline{Q}(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) e^{-j2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \quad (9)$$

$$O(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{Q}(f_x, f_y) e^{j2\pi(xf_x + yf_y)} df_x df_y \quad (10)$$

Eine wichtige Transformation aus dem Orts- in den Frequenzbereich ist die FOURIER-Transformation des um  $l_x$  gedehnten Rechteckimpulses:

$$O(x, y) = \begin{cases} \text{rect}\left(\frac{x}{l_x}\right) & \text{für alle } x \\ 1 & \text{für alle } y \end{cases} \quad \circ \bullet \quad \frac{\sin(\pi l_x f_x)}{\pi l_x f_x} \cdot \delta(f_y) = \text{si}(l_x f_x) \cdot \delta(f_y)$$

und der Kammdistribution:

$$\left. \begin{array}{l} \text{comb}\left(\frac{x}{l_x}\right) \quad \text{für alle } x \\ 1 \quad \quad \quad \text{für alle } y \end{array} \right\} \circ \longrightarrow \text{comb}(l_x f_x) \cdot \delta(f_y)$$

### 2.1.5 Signalenergie und -leistung

Signale mit endlicher Signalenergie  $W_{\text{Signal}} < \infty$  heißen *Energiesignale* und sind zeitbegrenzte Funktionen oder Funktionen deren Pegel abklingt bis sie praktisch nicht mehr detektiert werden können (*transiente Signale*).

$$W_{\text{Signal}} = \int_{-\infty}^{\infty} g^2(t) dt < \infty \quad (11)$$

Periodischen oder zeitlich unbegrenzten Signalen kann keine endliche Signalenergie zugeordnet werden. Sie werden durch die mittlere Energie pro Zeiteinheit (mittlere Leistung) charakterisiert.

$$P_{\text{Signal}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \int_{-T}^T g^2(t) dt \quad (12)$$

Signale mit der endlichen Signalleistung  $0 \leq P_{\text{Signal}} \leq \infty$  heißen *Leistungssignale*.

Das *Effektivwertquadrat* einer periodischen zeitkontinuierlichen Funktion  $g_{\sim}(t)$  mit der Periodendauer  $T$  berechnet sich mit

$$\overline{g_{\sim}^2}(t) = \frac{1}{T} \int_T g_{\sim}^2(t) dt \quad [20]. \quad (13)$$

### 2.1.6 Stochastische Signale

Signale, deren zeitlicher Verlauf durch Bildungsgesetze nicht angebbare sind, heißen *nicht deterministische* oder *stochastische (zufällige) Signale*. So verursacht z.B. das thermische Rauschen an den Klemmen eines OHMSchen Widerstandes einen zufälligen Spannungsverlauf, siehe Abb. 9.

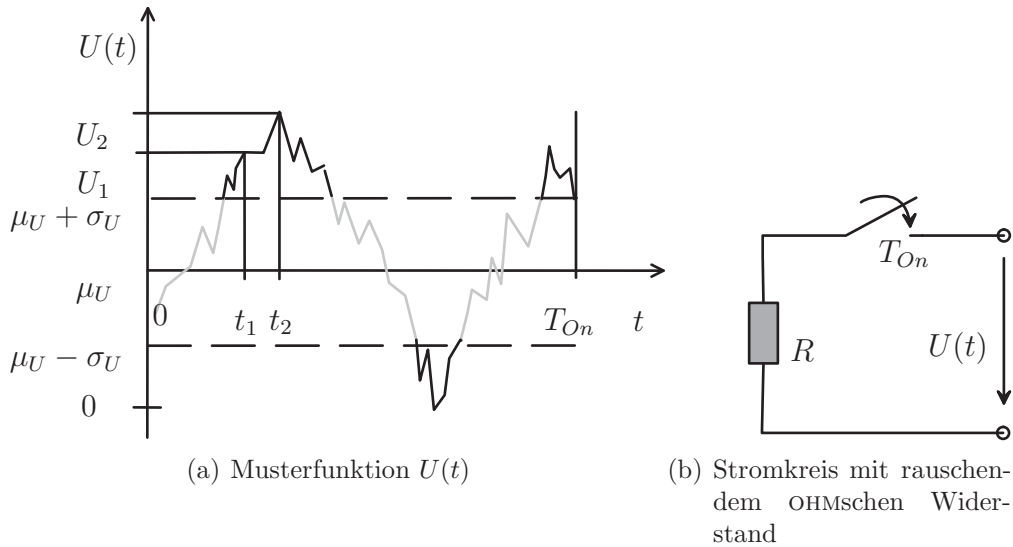


Abbildung 9: *Zufälliger Prozess* eines rauschenden OHMschen Widerstandes  $R$

Die zufällige Veränderliche  $U_t$  nimmt eine zufällige Spannung  $u$  zur Zeit  $t$  mit der Wahrscheinlichkeit  $P(U_t < u)$  an. Die Verteilung der Wahrscheinlichkeit, mit der  $U_t < u$  eintritt, beschreibt die Verteilungsfunktion  $F_{U_t}(u)$  der Zufallsvariablen. Die Integration der (Wahrscheinlichkeits-) Dichtefunktion  $f_{U_t}(\xi)$  ergibt die Verteilungsfunktion.

$$F_{U_t}(u) = P(U_t < u) = \int_{-\infty}^u f_{U_t}(\xi) d\xi$$

Eine besondere Bedeutung besitzt die GAUSS- oder Normalverteilung einer zufälligen Veränderlichen. Die normalverteilte zufällige Veränderliche  $U_t$ , die durch das thermische Rauschen an den äußeren Klemmen eines Widerstandes auftritt, besitzt die Dichtefunktion

$$f_{U_t}(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_U} e^{-\frac{1}{2} \frac{(u-\mu_U)^2}{\sigma_U^2}}.$$

Die beiden Parameter Mittelwert  $\mu_U$  und Standardabweichung  $\sigma_U$  charakterisieren die Lage und Form der Verteilungsfunktion bzw. der Dichtefunktion zum Zeitpunkt  $t = t_1$ . In Abb.10 sind die Parameter der Verteilungs- und Dichtefunktion einer normalverteilten zufälligen Veränderlichen  $U_{t_1}$  zum

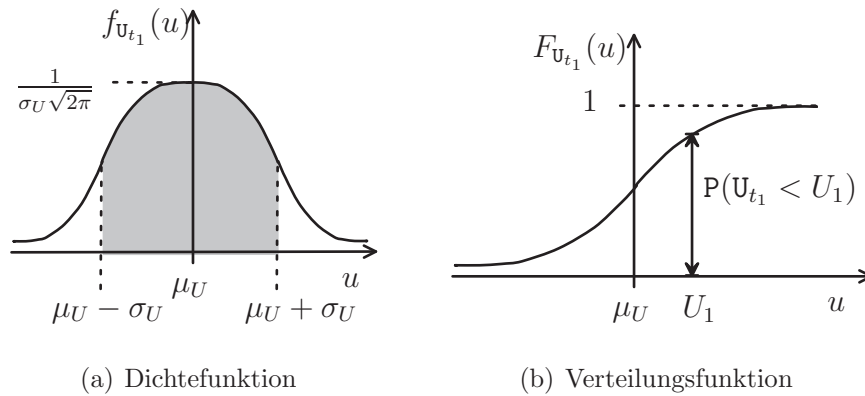


Abbildung 10: Normalverteilung der zufälligen Veränderlichen  $U_{t_1}$  zum Zeitpunkt  $t_1$

Zeitpunkt  $t_1$  dargestellt.  $P(U_{t_1} < U_1)$  ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine zufällige Spannung  $u$  zum Zeitpunkt  $t_1$  auftritt, die kleiner als  $U_1$  ist.

In Abb. 9(b) schließt ein Schalter den Stromkreis für die Zeit  $T_{On}$ . Das thermische Rauschen des Widerstandes generiert ein Spannungssignal, bei dem sich die Spannung als Zeitfunktion verhält, jedoch jeder Spannungswert zufällig entsteht. Wird erneut der Schalter geschlossen, so entsteht aufgrund des Zufallscharakters der zufälligen Veränderlichen  $U_t$  zu jeder Zeit  $t$  ein anderer zeitlicher Verlauf der Spannung  $U(t)$ .

Zur Beschreibung der zeitlich aufeinanderfolgenden zufälligen Spannungsergebnisse eignet sich als mathematisches Modell des *zufälligen Prozesses*. Die Zeitfunktion  $U(t)$  aus Abb. 9(a) ist eine *Musterfunktion* (Realisierung) des *zufälligen Prozesses*. Ihn kennzeichnen der Erwartungswert  $E\{U_t\}$  der zufälligen Veränderlichen sowie der Erwartungswert  $E\{U_{t_1} \cdot U_{t_2}\}$  aus dem Produkt von zwei zufälligen Veränderlichen, die zu den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  betrachtet werden. Letzteres bezeichnet die Autokorrelationsfunktion (AKF).

$$E\{U_t\} = \int_{-\infty}^{\infty} u f_{U_t}(u) du$$

$$E\{U_{t_1} \cdot U_{t_2}\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_1 \cdot u_2 f_{U_t}(u_1, t_1, u_2, t_2) du_1 du_2 = s_U(t_1, t_2)$$

Ein zufälliger Prozess heißt *stationärer* oder *im weiteren Sinn stationärer Prozess*, wenn er während der Zeit  $t$  seinen Erwartungswert  $E\{U_t\}$  nicht ändert, seine AKF  $s_U(t_1, t_2)$  nur von einer Zeitdifferenz  $(t_2 - t_1)$  abhängt und sein quadratischer Mittelwert  $E\{U_t^2\}$  endlich ist.

- $E\{U_t\} = \text{konst.}$
- $s_U(t_1, t_2) = s_U(t_2 - t_1)$
- $E\{U_t^2\} \leq \infty$

Schränkt man den zufälligen Prozess weiter ein und betrachtet den *ergodisch stationären Prozess*, so liefert dies die Voraussetzung, aus einer *Musterfunktion*  $U(t)$  die Parameter eines Zufallsprozesses zu bestimmen, weil der zeitliche Mittelwert der Musterfunktion mit dem des gesamten Prozesses übereinstimmt, siehe auch das zufällige Spannungssignal aus Abb. 9(a).

Für *ergodisch stationäre Prozesse* vereinfachen sich die *Momente des Prozesses*, so dass sie auch messtechnisch leicht zu ermitteln sind. Nachfolgend sind die wesentlichen *Momente*, die einen *ergodisch stationären Prozess* charakterisieren, aufgeführt:

- Erwartungswert von  $U_t$  (arithmetischer Mittelwert)

$$E\{U_t\} = \int_{-\infty}^{\infty} u f_{U_t}(u) du = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U(t) dt = \mu_U$$

- Erwartungswert von  $U_t^2$  (quadratischer Mittelwert)

$$E\{U_t^2\} = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 f_{U_t}(u) du = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U^2(t) dt = \overline{u^2}$$

- Erwartungswert von  $(U_t - E\{U_t\})^2$  (Varianz)

$$\begin{aligned} E\{(U_t - E\{U_t\})^2\} &= \int_{-\infty}^{\infty} (u - E\{U_t\})^2 f_{U_t}(u, t) du \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} (U(t) - \mu_U)^2 dt = \sigma_U^2 \end{aligned}$$

Die Varianz  $E\{(U_t - E\{U_t\})^2\} = \sigma_U^2$  ergibt sich aus der Differenz der zuvor dargestellten Erwartungswerten.

$$\begin{aligned} E\{U_t^2\} - (E\{U_t\})^2 &= \overline{u^2} - \mu_U^2 \\ E\{U_{t_1} \cdot U_{t_2=t_1}\} - (E\{U_{t_1}\})^2 &= s_U(t_2 - t_1 = 0) - \mu_U^2 \end{aligned}$$

Aus der Varianz (Dispersion) lässt sich die Standardabweichung

$$\sigma_U = \sqrt{\sigma_U^2} = \sqrt{\overline{u^2} - \mu_U^2}$$

bestimmen.

Ein besonderer Fall liegt vor, wenn die AKF überall stetig und absolut integrierbar ist. In diesem Fall gilt der folgende Zusammenhang zwischen dem Leistungsdichtespektrum  $\underline{S}_U(2\pi f_t t)$  und der AKF.

$$s_U(t_2 - t_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_U(2\pi f_t t) \cdot e^{j2\pi f_t(t_2 - t_1)} df_t$$

Weil für den stationären bzw. schwach stationären Prozess die Zeitdifferenz  $t_2 - t_1 = 0$  gilt, vereinfacht sich die obige Beziehung weiter.

$$s_U(t_2 - t_1 = 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_U(2\pi f_t t) df_t = \overline{u^2} \quad (14)$$

Unter bestimmten Voraussetzungen ist die Leistungsdichte am Ausgang von Systemen messtechnisch leicht zugänglich. In dieser Arbeit wird auf Rauschmodelle von elektronischen Bauelementen, die auf dem Leistungsdichtespektrum basieren, zurückgegriffen.

Die statistische Verteilung der zufälligen Veränderlichen  $U_t$  beschreiben die Parameter Mittelwert und Standardabweichung entsprechend der Dichtefunktion. Sind Spannungswerte über einen hinreichend langen Zeitraum normalverteilt, so können für das Auftreten eines Spannungswertes in dem Spannungsintervall  $|U_t - \mu_U| < \sigma_U$  Wahrscheinlichkeiten angegeben werden.

$$\begin{aligned} P(|U_t - \mu_U| < 1 \cdot \sigma_U) &= 0,6827 \\ P(|U_t - \mu_U| < 2 \cdot \sigma_U) &= 0,9545 \\ P(|U_t - \mu_U| < 3 \cdot \sigma_U) &= 0,9973 \end{aligned}$$

Für die Musterfunktion der zufälligen Spannung eines rauschenden OHMschen Widerstandes in Abb. 9(a) und die Dichtefunktion aus Abb. 10(a) ist ein Spannungsintervall durch unterbrochene Linien abgegrenzt, in dem ein Spannungsereignis mit der Wahrscheinlichkeit von  $P = 0,6827$  auftritt.

Die Ergodizität eines stationären Prozesses lässt es zu, aus der Musterfunktion die verschiedenen Momente (arithmetischer Mittelwert, quadratischer Mittelwert, Varianz) zu bestimmen. Es wurden die entsprechenden Gleichungen für werte- und zeitkontinuierliche Spannungsfunktionen angeführt. Auf Grund des Zufallscharakters entfällt eine deterministische Beschreibung, so dass die Integrale praktisch kaum zum Einsatz kommen.

Die Aufnahme von geordneten Wertepaaren  $(t_n, U_n)$  gibt die Musterfunktionen zeitdiskret wieder. Aus einer genügend hohen Anzahl  $N$  von Wertepaaren (Stichprobenumfang) lassen sich die oben hergeleiteten Parameter der Dichtefunktion bzw. die Momente des ergodisch (schwach) stationären Prozess *schätzen* (*Estimate*).

- geschätzter arithmetischer Mittelwert

$$\mu_{U,Est} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_n \quad (15)$$

- geschätzte (empirische) Varianz

$$\sigma_{U,Est}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (U_n - \mu_{U,Est})^2 \quad (16)$$

- geschätzte (empirische) Standardabweichung

$$\sigma_{U,Est} = \sqrt{\sigma_{U,Est}^2} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (U_n - \mu_{U,Est})^2} \quad (17)$$

[20].

Betrachtet werden die einzelnen Spannungsereignisse  $U_n$  aus einem unendlich großen Stichprobenumfang  $N \rightarrow \infty$ . Sie unterliegen einer statistischen Verteilung mit dem arithmetischen Mittelwert  $\mu_U$  und der Standardabweichung  $\sigma_U$ .

Es wird aus der Menge der einzelnen Spannungsereignisse  $N$  Mal ein endlicher Stichprobenumfang entnommen und jeweils der  $n$ 'te arithmetische Mittelwert  $\mu_{U,Est,n}$  geschätzt. Die geschätzten arithmetischen Mittelwerte bilden eine Verteilung, die durch einen neuen Mittelwert

$$\mu_{\mu_{U,Est,n}} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N \mu_{U,Est,n} \quad (18)$$

und die Standardabweichung  $\sigma_{\mu_{U,Est,n}}$  charakterisiert ist. Bei  $N$  geschätzten arithmetischen Mittelwerten ergibt sich eine Standardabweichung der Mittelwerte, die um  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  kleiner als die aus der statistischen Verteilung einzelner Spannungsereignisse ist.

$$\sigma_{\mu_{U,Est,n}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sigma_U \quad [21] \quad (19)$$

Das Signal-Rauschverhältnis ( $SNR$ =Signal to Noise Ratio) gibt die Qualität eines vom Rauschen (Noise) überlagerten Nutzsignals (deterministischen Signals) wieder. Es wird das Verhältnis der mittleren Signalleistung  $P_{Signal}$  zur Rauschleistung  $P_{Noise}$  definiert und im zehnfachen logarithmische Maßstab in der Einheit dB dargestellt.

$$SNR = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{Signal}}{P_{Noise}} \right) \quad (20)$$

Die Momentanleistung  $P(t)$ , die ein OHMScher Widerstand  $R$  umsetzt, errechnet sich aus dem Momentanspannungs- bzw. Momentanstromquadrat.

$$P(t) = \frac{1}{R} \cdot u^2(t) = R \cdot i^2(t)$$

Der quadratische Mittelwert z.B. eines Spannungssignals  $\overline{u^2}$  und seine Varianz  $\sigma_U^2$  verhalten sich bezogen auf den Widerstand  $R$  proportional zur mittleren Signalleistung  $P_{Signal}$  und der Rauschleistung  $P_{Noise}$ . Durch Einsetzen in Gl. 20 resultiert das

$$SNR_U = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\overline{u^2}}{\sigma_U^2} \right). \quad (21)$$



## 2.2 Systeme

### 2.2.1 Elektrisches LTI-System

Die Faltungsoperation beschreibt das Verhalten *linearer zeitinvarianter Systeme* (engl.: Linear Time Invariant System, LTI-System) und wird durch das Faltungsintegral ausgedrückt.

$$g_{Out}(t) = \int_t g_{In}(t') \cdot h(t - t') dt' = g_{In}(t) * h(t) \quad (22)$$

Die Faltungsoperation verknüpft die Impulsantwort eines LTI-Systems  $h(t)$  mit dem Eingangssignal  $g_{In}(t)$  zum Ausgangssignal  $g_{Out}(t)$ .

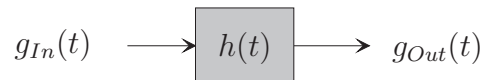


Abbildung 11: LTI-System mit Impulsantwort  $h(t)$

Die Impulsantwort beschreibt das LTI-System vollständig. Sie ist die Reaktion des Systems auf den DIRAC-Impuls  $\delta(t)$ . Die Ausblendeigenschaft des DIRAC-Impulses ist die Ursache dafür, dass am Ausgang des Systems die Impulsantwort  $h(t)$  erscheint, wenn das LTI-System mit  $\delta(t)$  erregt wird. Diese wichtige Eigenschaft ist mit weiteren Regeln der Faltungsoperation zusammengefasst:

$g_{Out}(t) = h(t) * \delta(t) = h(t)$	Ausblendeigenschaft
$g_1 * g_2 = g_2 * g_1$	Kommutativgesetz
$(g_1 * g_2) * g_3 = g_1 * (g_2 * g_3)$	Assoziativgesetz
$(g_1 + g_2) * g_3 = (g_1 * g_3) + (g_2 * g_3)$	Distributivgesetz

Die *linearen zeitinvarianten Systeme* nehmen eine besondere Stellung unter den technischen Systemen ein, da sie eine einfache Transformationsgleichung besitzen und sehr viele Systeme dieser Systemklasse angehören [22]. Ihre wesentlichen Eigenschaften sind:

*Linearität:*

Jede Linearkombination von Eingangssignalen führt zu der entsprechenden Linearkombination von Ausgangssignalen.

$$(\hat{g}_{In,1} \cdot g_{In,1}(t) + \hat{g}_{In,2} \cdot g_{In,2}(t)) * h(t) = \hat{g}_{In,1} \cdot g_{Out,1}(t) + \hat{g}_{In,2} \cdot g_{Out,2}(t)$$

*Zeitinvarianz:*

Die Form des Ausgangssignals ändert sich nicht bei einer zeitlichen Verschiebung des Eingangssignals.

$$g_{In}(t - t_0) * h(t) = g_{Out}(t - t_0)$$

*Kausalität:*

Ein System ist kausal, wenn das Ausgangssignal nicht vor Beginn des Eingangssignals erscheint. Für quellenfreie LTI-Systeme existiert eine Impulsantwort mit der Eigenschaft

$$h(t) = 0 \text{ für } t < 0.$$

Um das zufällige Signal  $g(t)$  am LTI-System zu übertragen, beschränkt man sich auf die eines stationären Prozesses und nutzt ihre Autokorrelationsfunktion  $s_g(\tau)$ . Ist die AKF überall stetig und integrierbar können die Transformationsgleichungen nach FOURIER angewandt werden, um das Leistungsdichtespektrum  $\underline{S}(f_t)$  zu berechnen.

$$\begin{aligned} \underline{S}_g(f_t) & \bullet \text{---} \circ \quad s_g(t_2 - t_1) = s_g(\tau) \\ \underline{H}(f_t) & \bullet \text{---} \circ \quad h(t) \\ |\underline{H}(f_t)|^2 & = \underline{H}(j2\pi f_t) \cdot \underline{H}(-j2\pi f_t) \end{aligned}$$

Für LTI-Systeme gilt, dass das Betragsquadrat der komplexen Übertragungsfunktion  $\underline{H}(f_t)$  das Eingangsleistungsdichtespektrum  $\underline{S}_{g_{In}}(f_t)$  in das Ausgangsleistungsdichtespektrum  $\underline{S}_{g_{Out}}(f_t)$  abbildet.

$$\underline{S}_{g_{Out}}(f_t) = |\underline{H}(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{g_{In}}(f_t)$$

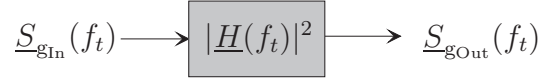


Abbildung 12: Eingangs- und Ausgangsleistungsdichtespektrum eines LTI-Systems mit dem Betragsquadrat der Übertragungsfunktion  $|\underline{H}f_t|^2$

### 2.2.2 Optisches LSI-System

Unter dem optischen *Linear Spatially Invariant System* (LSI-Systeme) wird ein rauminvariantes optisches System verstanden, welches durch die Pulse Spread Function (PSF)  $r_{PSF}(x, y)$  charakterisiert wird. Die Pulse Spread Function ist das Analogon zur Impulsantwort eines LSI-Systems. Die sehr häufig auftretende Kreisapertur liefert als PSF das Betragsquadrat der AIRY-Funktion, siehe Abb. 17. Das LSI-System bildet die Strahlungsverteilung inkohärenter Strahlungsquellen aus dem Gegenstandsraum als Objektfunktion  $O(x, y)$  in die Bildebene als Bildfunktion  $I(x, y)$  ab.

$$I(x, y) = O(x, y) * r_{PSF}(x, y) \quad (23)$$

$$\underline{I}(f_x, f_y) = \underline{Q}(f_x, f_y) \cdot \underline{r}_{PSF}(f_x, f_y) \quad (24)$$

Das Spektrum  $\underline{r}_{PSF}(f_x, f_y)$  der PSF wandelt multiplikativ das Spektrum  $\underline{Q}(f_x, f_y)$  der Objektfunktion in das Spektrum der Bildfunktion  $\underline{I}(f_x, f_y)$  der Bildebene um und ist als Optische Übertragungsfunktion *OTF* definiert, welche sich aus der Modulationstransferfunktion *MTF* und der Phasenübertragungsfunktion *PTF* zusammensetzt.

$$\underline{r}_{PSF}(f_x, f_y) = OTF(f_x, f_y) = MTF(f_x, f_y) \cdot e^{-jPTF(f_x, f_y)}$$

Folgen mehrere optische Systeme aufeinander, so können die *MTF*- und *PTF*-Funktionen dieser Teilsysteme zusammengefasst werden [23].

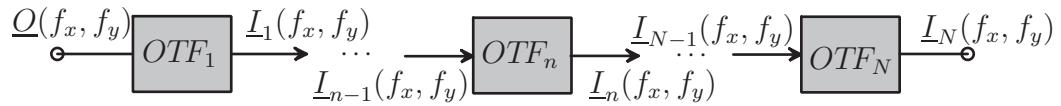


Abbildung 13: Seriell angeordnete LSI-Teilsysteme

$$MTF(f_x, f_y) = \prod_{n=1}^N MTF_n \quad PTF(f_x, f_y) = \sum_{n=1}^N PTF_n$$

### 2.2.3 Optisches Abtast-System

Als Optisches Abtast-System wird hier ganz allgemein eine Anordnung (engl.: Array) von Pixeln (engl.: Picture Elements) verstanden, die eine zweidimensionale Bildfunktion  $I(x, y)$  digitalisiert, siehe Abb. 14. Der Pixelzwischenraum wird zur vereinfachten Darstellung vernachlässigt. Die Pixelanordnung stellt einen idealen Sensor dar, der die Bildfunktion  $I(x, y)$  in eine abgetastete Bildfunktion  $I_S(x, y)$  wandelt.

Um einen Bildpunkt zu generieren, wandelt das Pixel die Strahlungsverteilung  $I(x, y)$  des Bildes über der Pixelfläche  $A_{Pixel} = l_x \cdot l_y$  in einen mittleren Signalwert um.

$$I_{Pixel} = \frac{1}{A_{Pixel}} \iint_{A_{Pixel}} I(x, y) \cdot dx dy \quad (25)$$

Der gemittelte Signalwert ist dem Abtastpunkt  $(x, y)$  zugeordnet. Die Pixelgeometrie beschreibt die zweidimensionale Pixelaperturfunktion  $r_{Pixel}(x, y)$ , siehe auch Abb. 41 und Gl. 63. Die Variablen  $m, n$  entsprechen der betrachteten Zeile und der Pixelnummer in der Zeile des Sensors. Für den Abtastpunkt  $P_S(x_m = m \cdot l_x, y_n = n \cdot l_y)$  kann die abgetastete Bildfunktion

$$I_S(x, y, x_m, y_n) = \frac{1}{A_{Pixel}} (I(x, y) * r_{Pixel}(x, y)) \cdot \delta(x - x_m) \cdot \delta(y - y_n) \quad (26)$$

über dem Pixel  $(m, n)$  angegeben werden. Für den optischen Abtastprozesses gilt nach [23, Seite 86 ff] für die DIRAC-Distributionen im Ortsbereich

$$\delta(x - x_m) \cdot \delta(y - y_n) = \begin{cases} 1 & \text{für } x = x_m, y = y_n \\ 0 & \text{für } x \neq x_m, y \neq y_n \end{cases}$$

Weil das Pixel über die Pixelfläche mittelt (engl.: *Averaging*) und gleichzeitig in der Bildebene abtastet (engl.: *Sampling*), entspricht der gesamte Vorgang dem *Averaging Sampling* [23].

Für ein Pixel ergibt sich das folgende Spektrum:

$$\underline{I}_S(f_x, f_y, x_m, y_n) = \frac{1}{A_{Pixel}} \cdot (\underline{I}(f_x, f_y) \cdot \underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)) \cdot e^{-j2\pi(f_x \cdot x_m + f_y \cdot y_n)}. \quad (27)$$

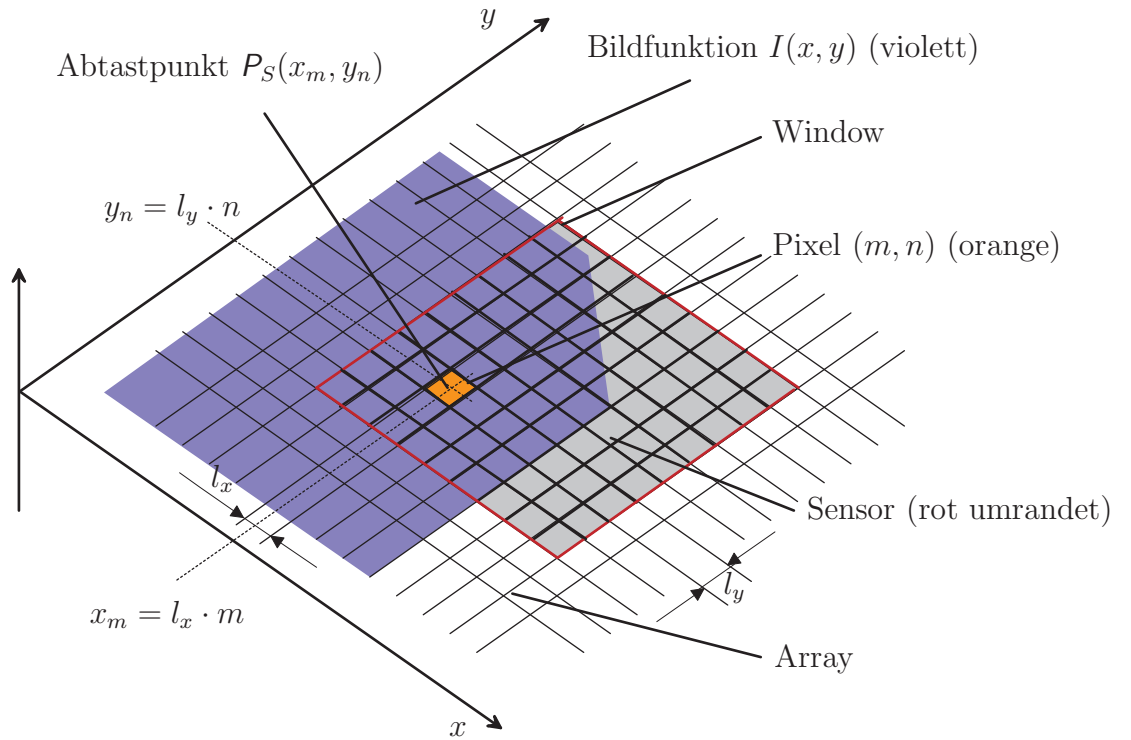


Abbildung 14: Regelmäßige Pixelanordnung des Sensors mit Abtastpunkt und Bildfunktion

Ein uneingeschränktes ideales Abtasten (*Sampling*) in x- und y-Richtung realisiert die Abtastfunktion

$$\begin{aligned}
 r_{\text{Sample}}(x, y) &= \text{comb}(x \cdot f_{S,x}) \cdot \text{comb}(y \cdot f_{S,y}) \\
 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - x_m) \cdot \delta(y - y_n)
 \end{aligned}$$

mit den Abtastfrequenzen

$$f_{S,x} = \frac{1}{|x_m - x_{m-1}|} = \frac{1}{l_x} \quad \quad f_{S,y} = \frac{1}{|y_n - y_{n-1}|} = \frac{1}{l_y}.$$

Unter Berücksichtigung des *Averaging Sampling* nach [23] beschreibt das Signalprodukt  $r_{\text{Pixel}}(x, y) \cdot r_{\text{Sample}}(x, y)$  einen theoretisch unendlich ausgedehnten Bildsensor. Die Pixelaperturfunktion  $r_{\text{Pixel}}(x, y)$  tastet in der x-y-Ebene das Bild  $I(x, y)$  periodisch ab. Für die sich ins Unendliche ausbreitende

Bildfunktion kann eine durch *Averaging Sampling* abgetastete Bildfunktion  $I_S(x, y)$  mit ihrem Ortsfrequenzspektrum  $\underline{I}_S(f_x, f_y)$  angegeben werden.

$$I_S(x, y) = \frac{1}{A_{Pixel}} \cdot (I(x, y) * r_{Pixel}(x, y)) \cdot (\text{comb}(x \cdot f_{S,x}) \cdot \text{comb}(y \cdot f_{S,y})) \quad (28)$$

$$\underline{I}_S(f_x, f_y) = \frac{1}{A_{Pixel}} \cdot (\underline{I}(f_x, f_y) \cdot \underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)) * \left( \text{comb}\left(\frac{f_x}{f_{S,x}}\right) \cdot \text{comb}\left(\frac{f_y}{f_{S,y}}\right) \right) \quad (29)$$

Die Faltung im Ortsbereich  $I(x, y) * r_{Pixel}(x, y)$  und die Multiplikation im Ortsfrequenzbereich  $\underline{I}(f_x, f_y) \cdot \underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)$  zeigen, dass die Pixelgeometrie einem LSI-System entspricht.

Aus technischen Gründen ist die Anzahl der Pixel begrenzt, so dass nur eine endliche Anzahl an Abtastwerten entsteht. Da die Bildfunktion theoretisch unendlich weit ausgedehnt sein kann, schneidet die Pixelanordnung bzw. der Sensor das Bild aus. Das Extrahieren eines Bildausschnitts durch ein Fenster (Window) entspricht der Multiplikation mit der Fensterfunktion  $r_{Window}(x, y)$  und wird als *Windowing* bezeichnet [24].

$$I_W(x, y) = I(x, y) \cdot r_{Window}(x, y) \quad (30)$$

$$\underline{I}_W(f_x, f_y) = \underline{I}(f_x, f_y) * \underline{r}_{Window}(f_x, f_y) \quad (31)$$

In der Literatur findet häufig der Begriff Fensterfunktion (engl.: Window Function) für  $r_{Window}(x, y)$  Verwendung. In der Praxis wird die Pixelanordnung oft mit Array bezeichnet, so dass der Begriff der Array-Funktion  $r_{Array}(x, y)$  auftritt. Beide Bezeichnungen entsprechen jedoch einander.

### 3 Bauelemente und -gruppen der Kamera

Dieses Kapitel beschreibt die Funktion und die Eigenschaften von Sensoroptik, der PD, des MOS-Transistors und des ADUs gerichtet, weil sie die wesentlichen Bauelemente bzw. Baugruppen des Kamerasystems sind.

Für die Sensoroptik wurde ein Standardobjektiv verwandt, welches die Szene auf den Bildsensor abbildet. Sie kann zu einer Linse mit Aperturblende vereinfacht werden [25].

Der Bildsensor der *3D-CMOS-Kamera* besteht aus elektronischen Bauelementen (MOS-Transistoren, Dioden, Kondensatoren und Widerstände), die in einem Standard-CMOS-Prozess gefertigt werden.

Eine besondere Bedeutung haben die pn-Photodiode (PD) und der MOS-Transistor, weil sie in der CMOS-Technologie oft zum Einsatz kommen. Im Pixelschaltkreis des Sensors wird eine PD als elektro-optischer Wandler verwendet. Die Buffer und die CDS-Stufe sind signalverarbeitende Baugruppen, in denen der MOS-Transistor als das Hauptbauelement auftritt. Den Abschluss in der Signalkette bildet der Analog-Digitalumsetzer (ADU), der die analogen Spannungssignale für die digitale Weiterverarbeitung aufbereitet.

#### 3.1 Die Sensoroptik

##### 3.1.1 Objektivabbildung

Eine Linse wirkt als Objektiv, wenn sich das Objekt (Gegenstand) im Abstand  $d$  (Gegenstandsweite) zum Hauptpunkt  $H$  außerhalb der doppelten Brennweite  $d \geq 2f'$  befindet. Es entsteht ein verkleinertes, umgekehrtes, reelles Bild zwischen einfacher und doppelter bildseitiger Brennweite  $f'$ , siehe Abb. 15.

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{d'} - \frac{1}{d} \quad (32)$$

Der Abbildungsmaßstab  $\gamma$  ist das Verhältnis zwischen der Bildweite  $d'$  und der Gegenstandsweite  $d$ . Unendlich weit entfernte Objekte bildet das Objektiv im Brennpunkt der Bildseite  $d' = f'$  scharf ab.

$$\gamma = \frac{f'}{d} \quad (33)$$

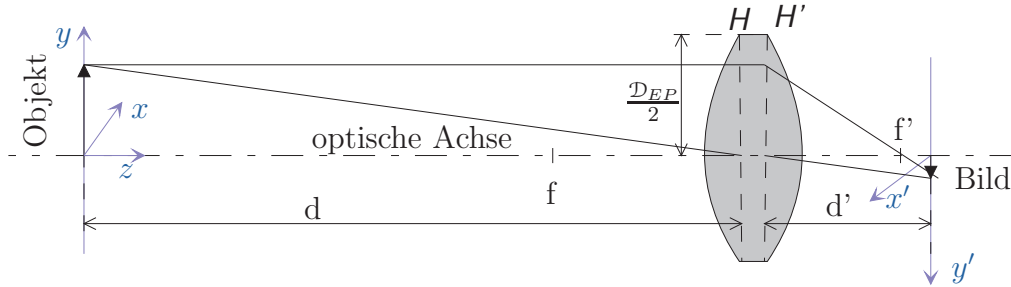


Abbildung 15: Bildkonstruktion mit Hilfe der Hauptebenen  $H, H'$  und der Brennpunkten  $f, f'$  mit  $f = f'$

Aperturblenden begrenzen das einfallende Strahlenbündel und bilden die Eintrittspupille (EP). Sie vermindert die Strahlungsleistung und verändert den Schärfentiefebereich. Befindet sich die Blende hinter der abbildenden Einrichtung, so wird ein Bild der meist kreisförmigen Blendengeometrie mit dem Durchmesser dieser Eintrittspupille  $\mathcal{D}_{EP}$  in den Objekt- bzw. Gegenstandsraum projiziert.

Das Verhältnis zwischen Brennweite  $f'$  und Durchmesser dieser Eintrittspupille gibt die Blendenzahl  $k_{\#}$  an. Sie ist zugleich ein Maß für die Größe des Strahlenbündels [25].

$$k_{\#} = \frac{f'}{\mathcal{D}_{EP}} \quad (34)$$

### 3.1.2 Schärfentiefe

Die oben beschriebene Objektivabbildung nach Gl. 32 ordnet jeder Gegenstandsweite eindeutig eine Bildweite zu. Die von Objekten bzw. Gegenständen eingenommenen Raumpunkte sind entlang der optischen Achse verteilt.

Für den Fall, dass sich die Bildebene in einem konstanten Abstand zur Linse befindet und streng genommen nur eine Gegenstandsweite zur scharfen Abbildung führt, werden davor und dahinter liegende Gegenstandspunkte als Unschärfekreise abgebildet, siehe auch Abb. 16.

Außerhalb des Distanzbereichs  $[d_{vorn}; d_{hinten}]$  entstehen Unschärfekreis mit dem Durchmesser  $\mathcal{D}_{unscharf}$ . Nimmt das Auge die Bilder noch als scharf wahr, so heißt der Distanzbereich *Schärfentiefe* [25].

$$SF = [d_{vorn}; d_{hinten}] \quad \text{für} \quad (0 \leq \mathcal{D}_{unscharf} \leq \mathcal{D}_{unscharf, max})$$



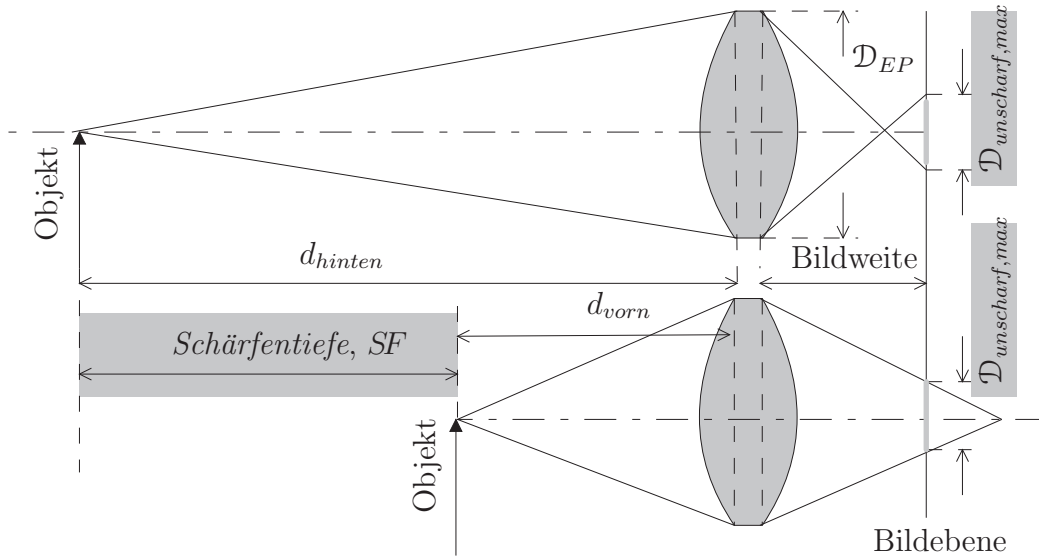


Abbildung 16: Schärfentiefe

### 3.1.3 Beugung an der Aperturblende

Neben der oben beschriebenen optischen Abbildung treten noch weitere Phänomene auf, die aus dem Wellencharakter des Lichts resultieren. So beugt die Aperturöffnung des optischen Systems eine einfallende ebene Wellenfront an der kreisförmigen Öffnung. Auf der Bildebene trifft die Wellenfront mit einer veränderten Amplitude auf. Die verschiedenen Teile der Wellenfront überlagern sich hinter der Aperturöffnung und erzeugen ein Interferenzmuster.

Das Bild  $I(x', y')$  einer in der Entfernung  $d$  liegenden Punktquelle, das nach der Sammellinse entsteht, ist deshalb ein Beugungsbild. Bei einer kreisförmigen Öffnung der Größe  $\mathcal{D}_{EP}$  treten Beugungsscheiben auf, die stetig zwischen hellen (Maxima) und dunklen Ringen (Minima) abwechseln. Dieses Beugungsmuster heißt AIRY-Muster, deren Querschnitt Abb. 17 zeigt [26].

Aus der örtlichen Verteilung der Intensität des Beugungsbildes in der Bildebene resultiert eine Auflösungsgrenze für die Kamera.

Die auf die Systemkenngrößen, Blendenzahl und Wellenvektor bezogene normierte erste Nullstelle der AIRY-Funktion  $x'_0$  charakterisiert die Auflösungsgrenze quantitativ.

$$|x'_0| = 3,83 \cdot 2 \cdot \frac{k_{\#}}{k_x} \quad (35)$$

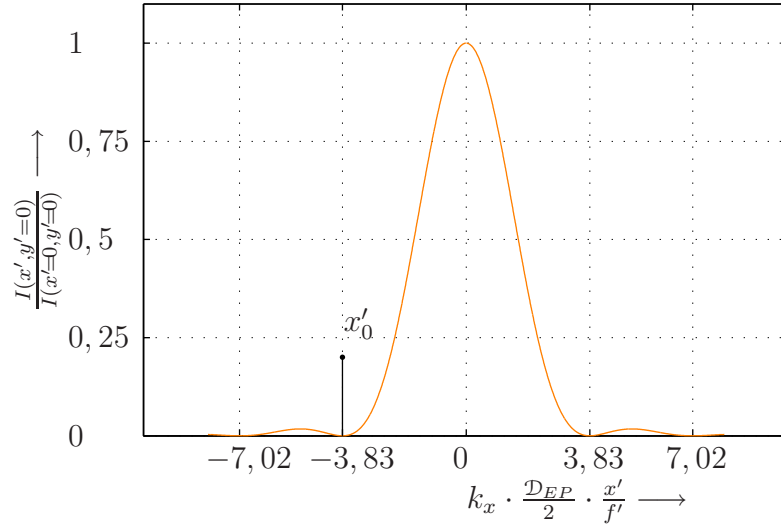


Abbildung 17: Normierte AIRY-Funktion entlang der  $x'$ -Achse (Bildseite) für  $y' = 0$

Die Abb. 17 und die Gl. 35 gelten bei  $x' \ll d'$  für eine entlang der optischen Achse einfallende ebene Welle. Der Betrag des Wellenvektors reduziert sich so auf seine x-Komponente.

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda}$$

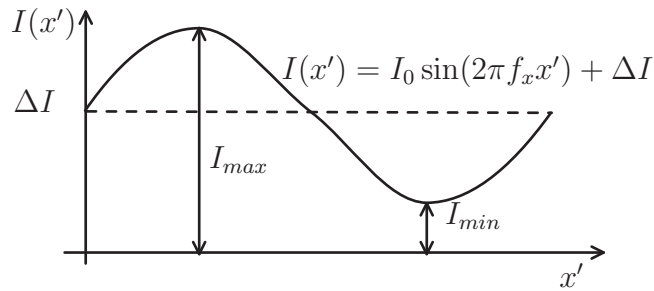
Die Beugungseffekte vermindern die Modulation  $M$  (Kontrast des Bildes). Die Modulation bestimmt sich aus dem Minimum und Maximum z.B. der Strahlungsleistung oder der Bestrahlungsstärke. Nach Abb. 18 ergibt sich für die Modulation des Bildes  $I(x', y' = 0)$  nach

$$M = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

$$M_{Bild} = \frac{I_0}{\Delta I}.$$

Das Verhältnis zwischen der Modulation des Bildes  $M_{Bild}$  und der des Originals (Gegenstand, Objekt)  $M_{Original}$  als Funktion der Ortsfrequenz ist die Modulationsübertragungsfunktion

$$MTF = \frac{M_{Bild}}{M_{Original}} \quad [27].$$

Abbildung 18: Beispiel der Bildfunktion  $I(x', y'=0)$ 

### 3.2 Die Photodiode

Bei optischen Strahlungsempfängern spielen Eigenschaften wie eine hohe Empfindlichkeit und geringes Rauschen eine große Rolle. Die Analyse der PD hat zum Ziel, ein Ersatzschaltbild der PD zu erstellen, in welchem die dominanten Signal- und Rauschquellen sowie ihre Impedanz enthalten sind.

Ihr Wirkprinzip basiert auf dem inneren Photoeffekt. Ist die Photonenenergie  $W_{\text{Photon}}$  des einfallenden Lichtstroms größer als der Bandabstand im Halbleiter  $\Delta W$ , so werden die Lichtquanten absorbiert und Elektron-Loch-Paare generiert, siehe Abb. 19. Diese tragen im Stromkreis zum Photodiodenstrom  $I_{PD}$  bei.

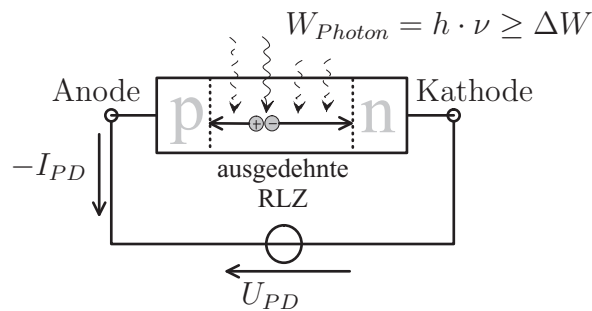


Abbildung 19: Elektron-Loch-Paar-Generation einer in Sperrrichtung betriebenen Photodiode

## 3.2.1 Kennlinie der Photodiode

Das elektrische Verhalten der Photodiode beschreibt das Kennlinienfeld in Abb. 20. Die beiden wesentlichen Betriebsarten hängen von der Vorspannung der Photodiode ab. Mit  $U_{PD} \geq 0$  arbeitet der pn-Übergang im Durchlassbetrieb. Liegt eine negative Vorspannung  $U_{PD} \leq 0$  an, arbeitet der pn-Übergang im Sperrbetrieb.

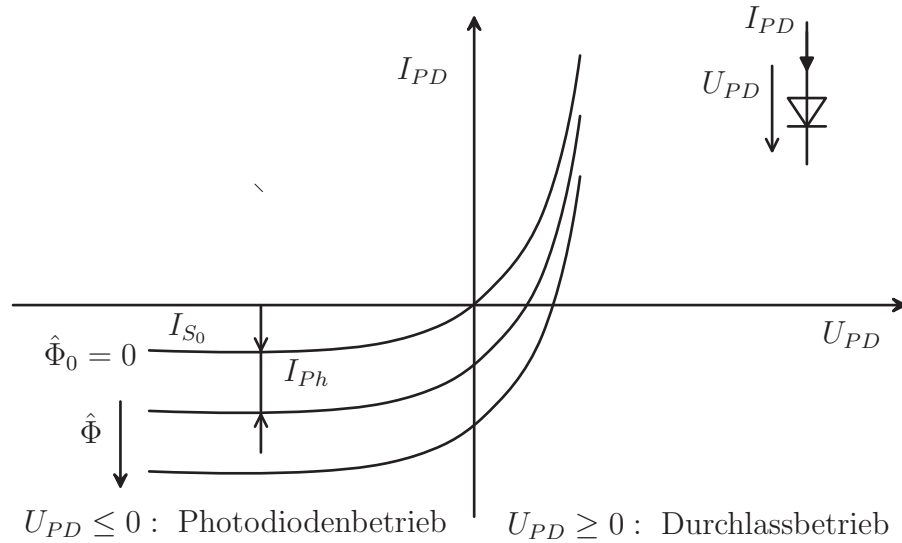


Abbildung 20: Kennlinie der Photodiode

Den Diodenstrom ohne Bestrahlung bestimmt

$$I_{PD} = I_{S_0} \left( e^{\left( \frac{U_{PD}}{U_T} \right)} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad U_T = \frac{kT}{e^-}.$$

Für große Sperrspannungen  $U_{PD} \ll 0$  ändert sich der in Sperrrichtung fließende Strom nur noch wenig und es gilt  $I_{PD} \approx -I_{S_0}$ .

Die negativ vorgespannte Photodiode bildet eine Raumladungszone (RLZ) aus. Treffen Photonen mit der Strahlungsleistung  $\hat{\Phi}$  auf den Bereich der RLZ, absorbiert sie der Halbleiter und Elektron-Loch-Paare werden generiert. Die Sperrspannung erzeugt eine Feldstärke in der RLZ. Das elektrische Feld beschleunigt die Ladungsträger entsprechend ihrer elektrischen Polung in Richtung der Kathode bzw. Anode, so dass ein Photostrom  $I_{Ph}$  fließt. Der Gesamtstrom der Photodiode beträgt demnach

$$I_{PD} = I_{S_0} \left( e^{\left( \frac{U_{PD}}{U_T} \right)} - 1 \right) - I_{Ph}.$$

Das Verhältnis aus Photostrom und Strahlungsleistung  $\frac{I_{Ph}}{\hat{\Phi}}$  bzw. Photostrom und Bestrahlungsstärke und PD-Fläche  $\frac{I_{Ph}}{\hat{E} \cdot A_{PD}}$  ist die PD-Empfindlichkeit

$$S_{PD} = \frac{I_{Ph}}{\hat{\Phi}} = \frac{I_{Ph}}{\hat{E} \cdot A_{PD}} = \frac{\eta \cdot e^-}{h \cdot \nu}. \quad (36)$$

Der Photostrom addiert sich zum Sperrstrom der Photodiode und verhält sich nach Gl. 36 proportional zur Strahlungsleistung. Im Stromkreis einer negativ vorgespannten bestrahlten Photodiode ( $U_{PD} \ll 0$ ) fließt ein negativer Didodenstrom

$$I_{PD} \approx -I_{S_0} - \frac{\eta \cdot e^-}{h \cdot \nu} \hat{\Phi}.$$

Da der Sperrstrom auch ohne Bestrahlung der Photodiode auftritt, trägt er bei der Photodiode oft auch die Bezeichnung Dunkelstrom  $I_{Dark}$ .

Der Proportionalitätsfaktor  $S_{PD} = \frac{\eta \cdot e^-}{h \cdot \nu}$  ist wellenlängenabhängig, da sich einmal die Lichtfrequenz  $\nu$  im Nenner der Empfindlichkeit befindet und diese über  $c = \lambda \cdot \nu$  mit der Wellenlänge verknüpft ist. Eine weitere wellenlängenabhängige Größe stellt im Zähler der Empfindlichkeit der Quantenwirkungsgrad  $\eta(\lambda)$  dar. Der Quotient aus je Zeiteinheit erzeugten mittleren Anzahl an elektrischen Ladungsträgern  $\mu_{N_q}$  zur mittleren Anzahl der pro Zeiteinheit einfallenden Photonen  $\mu_{N_{Photon}}(\lambda)$  definiert

$$\eta(\lambda) = \frac{\mu_{N_q}}{\mu_{N_{Photon}}(\lambda)} \leq 1. \quad (37)$$

Die mittlere Anzahl an einfallenden Photonen errechnet sich aus der optischen Energie des Lichts  $W_{Licht}$  bezogen auf die Energie eines Photons  $W_{Photon}$ .

$$\mu_{N_{Photon}}(\lambda) = \frac{W_{Licht}}{W_{Photon}(\lambda)} = \frac{\int_0^T \int_{A_{PD}} \hat{E}_{Depth}(\lambda, d_{Depth}) dA dt}{h \cdot \nu} \quad (38)$$

Ändert sich die Bestrahlungsstärke in der Photodiode  $\hat{E}_{Depth}(\lambda)$ , so ändert sich auch  $\mu_{N_{Photon}}(\lambda)$ . Die exponentielle Abnahme der Bestrahlungsstärke beschreibt Gl. 39 nach [28].

$$\hat{E}_{Depth}(\lambda, d_{Depth}) = \hat{E}_{Surface} \cdot e^{-(\beta(\lambda) \cdot d_{Depth})} \quad (39)$$

An der PD-Oberfläche tritt die maximale Bestrahlungsstärke  $\hat{E}_{Surface}$  auf. Mit zunehmendem Abstand von der PD-Oberfläche  $d_{Depth}$  sinkt die Bestrahlungsstärke exponentiell, Gl. 39. Damit ist eine geringere mittlere Anzahl

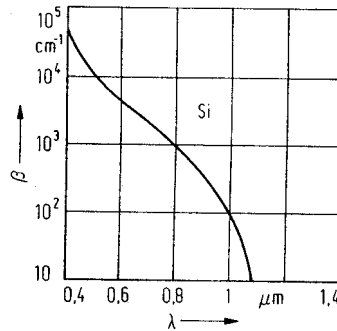


Abbildung 21: Absorptionskoeffizient von Silizium als Funktion der Wellenlänge

an Photonen  $\mu_{N_{\text{Photon}}}(\lambda)$  verbunden, Gl. 38. Wenn weniger Photonen in den Halbleiter vordringen, nimmt auch die Generation von Elektron-Loch-Paaren im Abstand zur Halbleiteroberfläche  $d_{\text{Depth}}$  ab.

In Abhängigkeit von der Wellenlänge verstärkt der Absorptionskoeffizient  $\beta(\lambda)$  im Exponenten die exponentielle Abnahme. Der Absorptionskoeffizient ist material- und wellenlängenabhängig, siehe Abb. 21. Da  $\beta(\lambda)$  mit steigender Wellenlänge kleinere Werte annimmt, erzeugt langwelliges Licht in tieferen Regionen des Halbleiters mehr Ladungsträger als kurzwelliges Licht.

Die erzeugten Ladungsträger in der RLZ beschleunigt das elektrische Feld entsprechend ihrer elektrischen Ladung in Richtung der Diodenkontakte.

Werden die Photonen dagegen außerhalb der RLZ absorbiert, diffundieren die Elektronen bzw. Löcher regellos mit einer wesentlich kleineren Diffusionsgeschwindigkeit. Entweder sie rekombinieren, bevor sie die RLZ erreichen und tragen so nicht zum Photostrom bei, oder sie gelangen bis in die RLZ, bevor sie rekombinieren und erhöhen den Photostrom.

### 3.2.2 Kapazität der Raumladungszone

Die RLZ verhält sich gegenüber dem Ladungsfluss aus der Spannungsquelle wie eine Sperrschicht. Die Änderung der Sperrschichtladung  $Q_{PD}$  in Abhängigkeit von der Sperrspannung ( $U_{PD} < 0$ ) stellt nach  $C = \frac{dQ}{dU}$  eine Sperrschichtkapazität  $C_{PD}$  dar. Sie ändert sich mit der Sperrspannung, wie Gl. 40 zeigt, wobei  $V_{bi}$  das Build-In Potenzial ist.

$$C_{PD} = \frac{C_{PD, U_{PD}=0}}{\sqrt{1 - \frac{U_{PD}}{V_{bi}}}} \quad (40)$$

Die in Sperrrichtung betriebenen PDe erhöhen die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger in der RLZ. Mit zunehmender Breite der RLZ sinkt ihre Sperrschichtkapazität und verbessert dadurch die Bandbegrenzung der PD. Außerdem entsteht ein vergrößertes photosensitives Gebiet, in dem mehr Photonen aufgenommen werden können.

### 3.2.3 Rauschprozesse der Photodiode

Die Metallkontakte und das p- bzw n-Gebiet rufen einen Serienwiderstand  $R_S$  hervor. Sein entsprechender mittlerer quadratischer Rauschstrom beträgt

$$\overline{i^2}_{th,R_S} = \frac{4kT}{R_S} \cdot \Delta f_t,$$

wobei  $\Delta f_t$  die Rauschbandbreite ist. Er kann gegenüber der endlichen Leitfähigkeit der Raumladungszone  $\frac{1}{R_{PD}}$  vernachlässigt werden.

Der OHMSche Widerstand der RLZ rauscht aufgrund der thermischen Eigenbewegung der freien Ladungsträger. Theoretisch ist dieser Rauschprozess mit einer konstanten Rauschleistungsdichte verbunden (*Weißes Rauschen*) und führt auf den mittleren quadratischen thermischen Rauschstrom

$$\overline{i^2}_{th,R_{PD}} = \frac{4kT}{R_{PD}} \cdot \Delta f_t. \quad (41)$$

$R_{PD}$  bildet zusammen mit der Sperrschichtkapazität ein RC-Netzwerk. Generiert ein Widerstand  $R$  den Rauschstrom  $\sqrt{\overline{i^2}_{th,R_{PD}}}$ , so entsteht eine Rauschspannung  $\sqrt{\overline{u^2}_{kTC}}$  an einer zugeschalteten Kapazität. Dabei bestimmen nur noch die Kapazität und die Temperatur die Rauschspannung, siehe auch Anhang C.1.

$$\overline{u^2}_{kTC} = \frac{kT}{C} \quad (42)$$

Die zeitlich nacheinander eintreffenden Photonen unterliegen der Poissonverteilung. Sie stellen einen Rauschprozess dar, der mit *Photon Noise* bezeichnet wird. Die Generation der Elektron-Loch-Paare besitzt ebenfalls Zufallscharakter, *Photoelectron Noise*. Diese beiden Rauschquellen sind die Ursache für das statistische Verhalten des Photostroms. Da bei den poissonverteilten einfallenden Photonen ihre mittlere Anzahl gleich ihrer quadratischen Standardabweichung ist  $\sigma^2_{N_{Photon}} = \mu_{N_{Photon}}$ , nimmt das Rauschen des Photostroms mit seinem Mittelwert zu.

$$\overline{i^2}_{Ph} = 2e^- I_{Ph} \Delta f_t$$

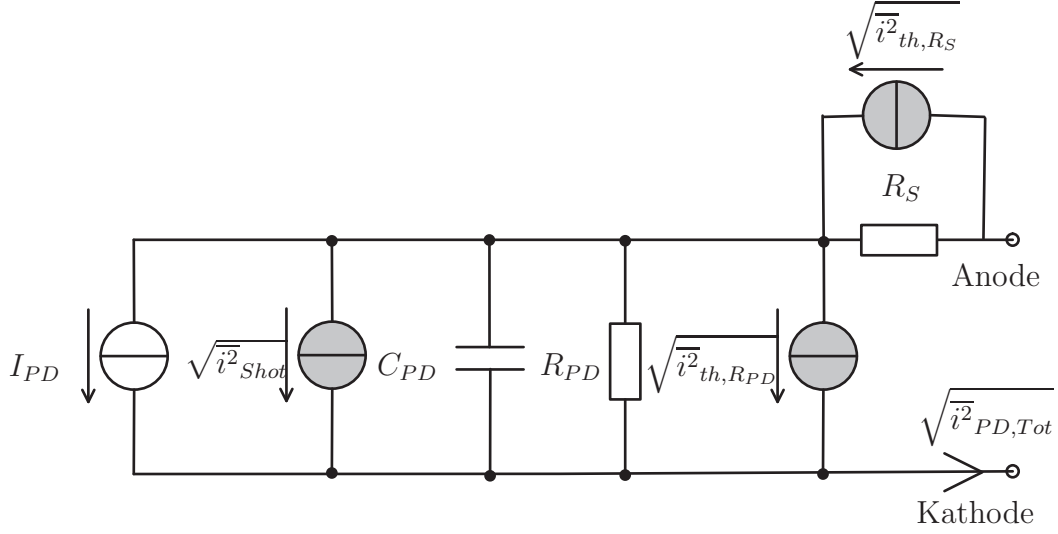


Abbildung 22: Ersatzschaltbild einer negativ vorgespannten Photodiode mit Signal- und Rauschquellen

Bis jetzt wurde nur der Photostrom betrachtet, der durch eine Signalquelle erzeugt wird. In der Umwelt existieren weitere Strahler, die zwar keine Signalinformation senden, jedoch ständig als Hintergrundlicht vorhanden sind. Es resultiert ein Hintergrundstrom  $I_{Back}$ . Der Dunkelstrom  $I_{Dark}$  besitzt ebenfalls einen Rauschbeitrag, dem eine Poissonverteilung zu Grunde liegt.

$$\overline{i^2}_{Dark} = 2e^- I_{Dark} \Delta f_t$$

In der Summe führen die drei Rauschströme auf das *Schrotrauschen* (engl.: *Shot Noise*) in der SCHOTTKY-Gleichung.

$$\overline{i^2}_{Shot} = 2e^- (I_{Ph} + I_{Dark} + I_{Back}) \Delta f_t \quad (43)$$

Aus den ermittelten Signal- und Rauschquellen nach [9] kann ein Ersatzschaltbild, wie es Abb. 22 zeigt, angegeben werden.

Aus dem obigen Netzwerk ergibt sich der gesamte (totale) quadrierte Effektivwert  $\overline{i^2}_{PD,Tot}$  des Photodiodenrauschstroms mit

$$\overline{i^2}_{PD,Tot} = \overline{i^2}_{Shot} + \overline{i^2}_{th,PD} \cdot \left( \frac{R_{PD}}{R_{PD} + R_S} \right)^2 + \overline{i^2}_{th,S} \cdot \left( \frac{R_S}{R_{PD} + R_S} \right)^2 \quad (44)$$

$$= \left( 2e^- (I_{Ph} + I_{Dark} + I_{Back}) + \frac{4kT}{R_{PD} + R_S} \right) \Delta f_t. \quad (45)$$



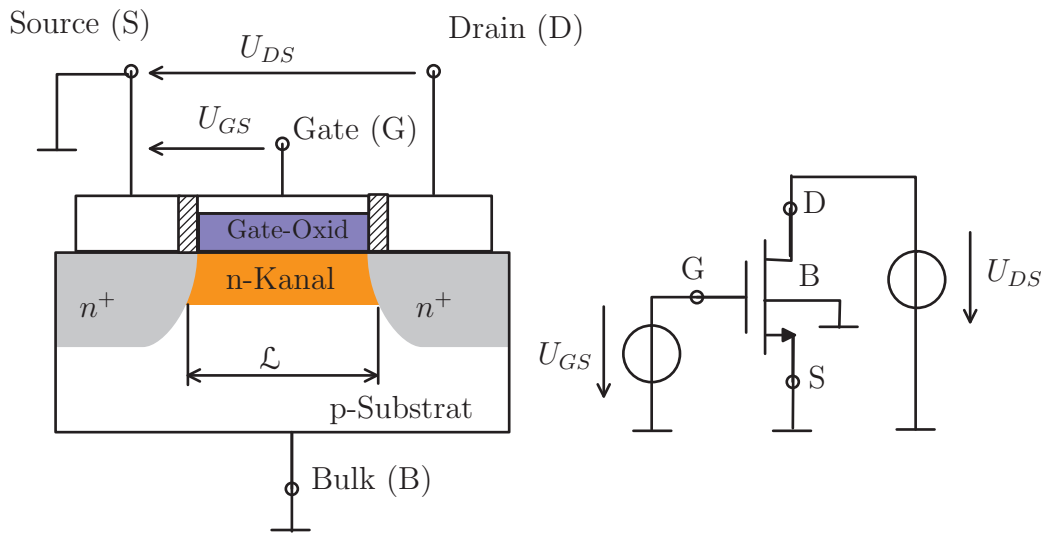


Abbildung 23: Querschnitt durch einen MOS n-Kanal Enhancement-Transistor

### 3.3 Der MOS-Transistor

Das Funktionsprinzip des Metall-Oxid-Silizium-Feldeffekttransistors (MOS-Transistor, MOS-FET) beruht auf dem Feldeffekt. Abb. 23 zeigt den Schnitt durch einen n-Kanal Enhancement-Transistor (Anreicherungstyp) mit orientierten Spannungen und das äquivalente Schaltzeichen. Dem Metallkontakt des Gates folgt eine Siliziumoxidschicht. Unter ihr liegt das p-dotierte Siliziumsubstrat. Die n-dotierten Gebiete des Substrats befinden sich unter der Gate- und Drain-Elektrode. Besteht ein Potenzialunterschied  $U_{DS}$ , so fließt bei  $U_{GS} = 0$  praktisch kein Strom, da die  $n^+ - p - n^+$ -Struktur immer einen pn-Übergang in Sperrrichtung besitzt. Wenn am Gate gegenüber der Masse ein genügend positives Potenzial anliegt, influenzieren Elektronen an der Halbleiteroberfläche und bilden zwischen Drain und Source einen n-leitenden Kanal. Je größer die Gate-Source-Spannung ist, um so größer ist der Drain-Strom  $I_D$  im Kanal.

Aus der Schichtenfolge, den Ladungsträgern im Kanal und dem Funktionsprinzip leitet sich die Bezeichnung *MOS n-Kanal Enhancement-Transistor* ab. Beim MOS-Transistor handelt es sich um ein spannungsgesteuertes Bauelement [29].

Dieser Abschnitt führt nur die wichtigen Arbeitsbereiche oder das für spätere Berechnungen notwendige Rauschverhalten des MOS-Transistors auf, da eine vollständige Abhandlung für dieses Bauelement zu umfangreich wäre.

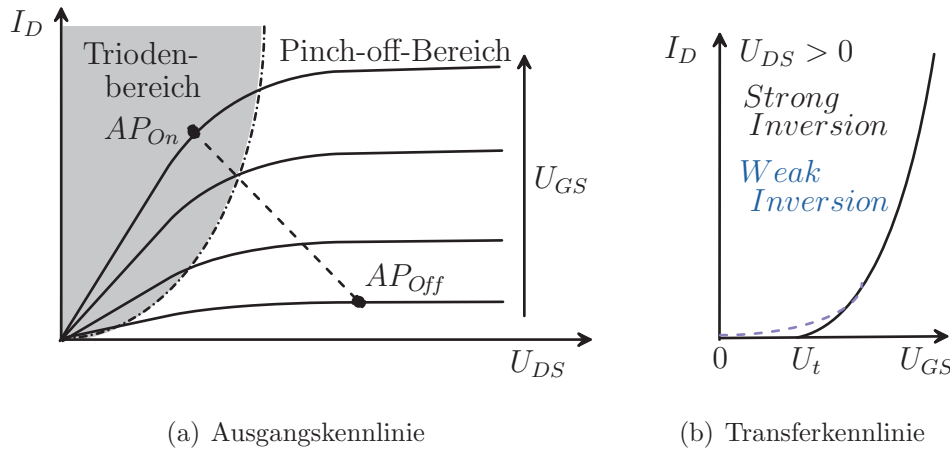


Abbildung 24: Kennlinien eines n-Kanal Enhancement-Transistor

### 3.3.1 Kennlinien des MOS-Transistors

Transistoren arbeiten häufig als Verstärker oder im Schalterbetrieb. Die für diese Anwendungen in Frage kommenden Arbeitsbereiche werden im Folgenden erläutert. In Abb. 24 sind die klassischen Strom-Spannungs-Kennlinien des n-Kanal Enhancement-Transistor dargestellt. Für p-Kanal Transistoren gelten die komplementäre Dotierung im Substrat und die umgekehrten Spannungsrichtungen.

Für  $U_{GS} \geq U_{DS} + U_t$  bildet sich ein leitender Kanal aus, bei dem die Gate-Source-Spannung die Höhe des Drain-Stroms steuert, *Triodenbereich*. Die Verstärkung bestimmt das Weiten-Längen-Verhältnis des Kanals  $\frac{W}{L}$ .

$$I_D = \frac{K'}{2} \cdot \frac{W}{L} \cdot (2(U_{GS} - U_t)U_{DS} - U_{DS}^2)$$

Die Schwellspannung (Threshold Voltage)  $U_t$  ist die Spannung, die mindestens am Gate anliegen muss, damit wenigstens am Source eine Elektronenladung entsteht. Die Konstante  $K'$  setzt sich aus der Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{e-}$  und der flächenbezogenen Gate-Kapazität  $C_{Ox}$  zusammen. Die Kapazität  $C_{Ox}$  bestimmen die Dielektrizitätszahl  $\epsilon_{Ox}$  und die Oxidschichtdicke  $t_{Ox}$ .

$$K' = \mu_{e-} \cdot C_{Ox} = \frac{\mu_{e-} \cdot \epsilon_{Ox}}{t_{Ox}}$$

Unter Zunahme von  $U_{DS}$  ändert sich bei  $U_{GS} = \text{konst.}$  der Strom nur noch wenig. Der Kanal wird am Drain-Ende abgeschnürt, *Pinch-off-Bereich*. Erhöht

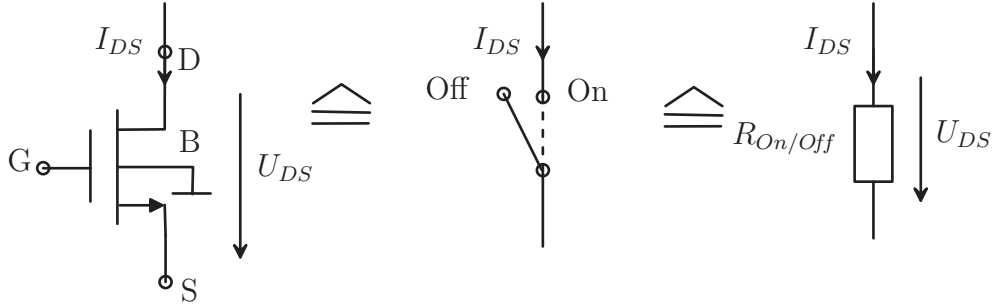


Abbildung 25: Prinzipschaltbilder des MOS-FETs als Schalter und Widerstand  $R_{On/Off}$

sich dagegen  $U_{GS}$  zusammen mit  $U_{DS}$  steigt auch der Drain-Strom  $I_D$  weiter an. Dieser Effekt ist auf die Kanallängenverkürzung zurückzuführen, bei der sich die Kanallänge  $\mathcal{L}$  auf

$$\mathcal{L}_{Eff} = \mathcal{L} - \mathcal{L}_{Pinch-Off,D}$$

verkürzt.  $\mathcal{L}_{Pinch-Off,D}$  ist der Abstand zwischen dem Abschnürpunkt und Drain. Er umfasst eine Verarmungsschicht am Drain, der die Kanallängenmodulation bestimmt. Der Parameter  $K''$  ist eine lineare Funktion der effektiven Kanallänge [30].

$$I_D = \frac{K'}{2} \cdot \frac{\mathcal{W}}{\mathcal{L}} \cdot (U_{GS} - U_t)^2 \cdot \underbrace{(1 + K'' U_{DS})}_{\text{Kanallängenmodulation}} \quad (46)$$

Die Transferkennlinie in Abb. 24(b) zeigt den funktionalen Zusammenhang zwischen dem Drain-Strom und der Gate-Source-Spannung, der für die Spannung  $U_{GS} \leq 0$  verschwindet. Weiterführende Betrachtungen aus [29] ergeben, dass sich auch bei  $U_{GS} < 0$  ein schwach leitender Kanal an der Oberfläche ausbildet, *Weak Inversion*. Für  $U_{DS} \geq 0$  kann der Drain-Strom mit einer e-Funktion approximiert werden.

$$I_D = \hat{I}_D \cdot e^{\left(\frac{U_{GS}-U_t}{N U_T}\right)} \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{U_{DS}}{U_T}\right)}\right) \approx \hat{I}_D \cdot e^{\left(\frac{U_{GS}-U_t}{N U_T}\right)}$$

Arbeitet der MOS-Transistor als Schalter, so fließt im eingeschalteten Zustand *On* der Drain-Strom  $I_{D,On}$ . Durch die hohe Leitfähigkeit bildet sich eine Drain-Source-Spannung  $U_{DS,On}$ , die ungefähr  $U_{GS} - U_t$  entspricht. Der

Arbeitspunkt  $AP_{On}$  befindet sich demnach im Triodenbereich des Ausgangskennlinienfeldes der Abb. 24(a). Für den eingeschalteten Zustand des MOS-Transistors berechnet sich aus dem fließenden Drain-Strom  $I_{D,On}$  und der am Kanal abfallenden Drain-Source-Spannung  $U_{DS,On}$  der Widerstand

$$R_{On} = \frac{U_{DS,On}}{I_{D,On}} = \frac{1}{K'} \cdot \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{W}} \cdot \frac{1}{U_{GS} - U_t}.$$

Im ausgeschalteten Zustand  $Off$  führt der Transistor einen verschwindend geringen Drain-Strom  $I_{D,Off}$ . Über dem hochohmigen Kanal stellt sich eine Drain-Source-Spannung  $U_{DS,Off}$  ein, die größer als die im eingeschalteten Zustand ist. Der Arbeitspunkt  $AP_{Off}$  befindet sich im Sättigungsbereich, siehe auch Ausgangskennlinienfeldes in der Abb. 24(a). Der Schalttransistor entspricht nach seiner Strom-Spannungsrelation einem hochohmigen Widerstand  $R_{Off}$ .

### 3.3.2 Rauschverhalten des MOS-Transistors

In der Literatur sind viele sehr detaillierte Rauschmodelle für MOS-FETs veröffentlicht. Aus ihnen wurden einige wichtige ausgewählt und dargestellt. Den Abschluss der Recherche bildet die eingangsbezogene Rauschspannung und ein Ersatzschaltbild des Bauelements, das für eine spätere Schaltungsanalyse herangezogen wird.

Die wesentlichen Rauschprozesse im MOS-FET sind das *thermische Rauschen* und das  $\frac{1}{f_t}$ -*Rauschen*. Den prinzipiellen Verlauf ihrer Stromrauschleistungsdichten gibt das Diagramm der Abb. 26 wieder.

Temperatureinflüsse verursachen im Kanal eine Ladungsträgerfluktuation, die den Drain-Strom mit *thermischem Rauschen* belegt, [31] und [32]. Die kapazitive Kopplung zwischen Kanal und Gate überträgt diese statistischen Schwankungen des Kanalstroms auf die Gate-Elektrode und lässt so den Drain-Strom verstärkt rauschen, *induziertes Gate-Rauschen* [33]. Der Ursprung des  $\frac{1}{f_t}$ -*Rauschens* liegt in der hervorgerufenen Leitfähigkeit des Halbleitermaterials. Es entstehen zwei Modelle, welchen einmal die Fluktuation der Ladungsträger und zum anderen die Fluktuation der Ladungsträgerbeweglichkeit zu Grunde liegt [34]. Sowohl das *thermische Rauschen* als auch das  $\frac{1}{f_t}$ -*Rauschen* berücksichtigt das Rauschmodell für Langkanaltransistoren für  $\mathcal{L} \geq 1,7\mu\text{m}$  nach [30] mit der Stromrauschleistungsdichte des Kanals.

$$\underline{S}_{I_d} = \frac{\overline{i_d^2}}{\Delta f_t} = \underbrace{4kT \frac{2}{3} g_m}_{\text{thermisches Rauschen}} + \underbrace{K \frac{I_D}{f_t}}_{\frac{1}{f_t}\text{-Rauschen}} \quad (47)$$

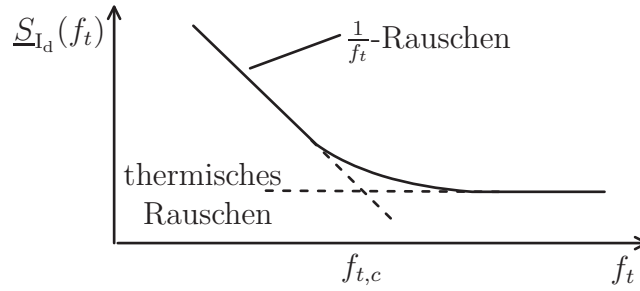


Abbildung 26: Stromrauschleistungsdichte eines MOS-FETs mit der Grenzfrequenz  $f_{t,c}$

Die Steilheit  $g_m$  bestimmt im Wesentlichen das Weiten-Längen-Verhältnis des Kanals  $\frac{W}{L}$  und entspricht dem Anstieg der Transferkennlinie.

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} = \sqrt{2K' \frac{W}{L} I_D} \quad (48)$$

Aus den bisherigen Erkenntnissen wird ein Kleinsignalmodell mit Rauschquellen zusammengestellt, Abb. 27, das den MOS-FET für die folgenden Untersuchungen ausreichend beschreibt. Bisher blieben die Kapazitäten unerwähnt, die sich zwischen Gate und Source bzw. Drain ausbilden  $C_{gs}$ ,  $C_{gd}$ . Einen weiteren Stromanteil  $g_{mb} \cdot u_{bs}$  liefert die Streuwirkung der Source-Bulk-Spannung mit der Steilheit  $g_{mb} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{BS}}$ . Der differentielle Kanalleitwert ergibt sich aus der Definition  $g_{ds} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{DS}}$ .

Die OHMSchen Widerstände der Gate- und Source-Elektroden verursachen *thermisches Rauschen*, was jedoch gegenüber dem rauschenden Kanalstrom  $\sqrt{i_d^2}$  bei starker Inversion vernachlässigbar ist. Wird ein (*schwach*) *stationärer ergodischer Prozess* vorausgesetzt, so kann der quadratische Mittelwert des Drain-Stroms aus seiner Rauschleistungsdichte analog zu Gl. 14 ermittelt werden.

$$\overline{i_d^2} = \int_0^{\Delta f_t} S_{I_d} df_t \quad (49)$$



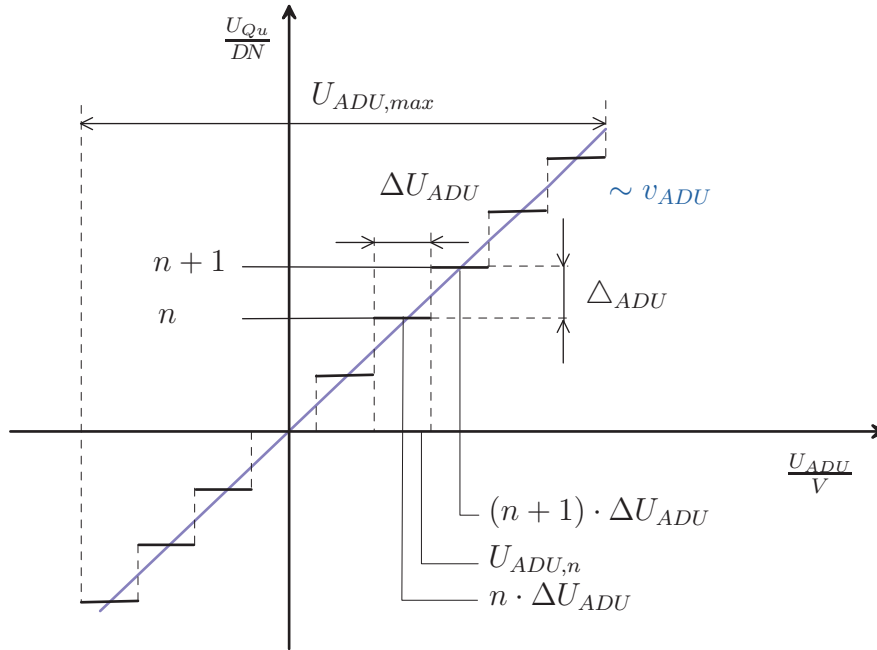


Abbildung 28: Quantisierungskennlinie des ADUs

Die Differenz zwischen zwei benachbarten Quantisierungswerten ist die Quantisierungsstufenhöhe.

$$\Delta_{ADU} = U_{Qu}(U_{ADU,(n+1)}) - U_{Qu}(U_{ADU,n})$$

Das Verhältnis zwischen der Quantisierungsstufenhöhe  $\Delta_{ADU}$  und der Quantisierungsstufenbreite  $\Delta U_{ADU}$  liefert den Konversionsfaktor des ADUs.

$$v_{ADU} = \frac{\Delta_{ADU}}{\Delta U_{ADU}} \frac{DN}{mV} \quad (51)$$

Die nicht eindeutige Abbildung eines analogen Spannungswertes am Eingang des ADUs  $U_{ADU}$  auf einen diskreten Spannungswert  $U_{Qu}$  ist mit einem Quantisierungsfehler  $\frac{U_{Qu}(U_{ADU,n})}{v_{ADU} - U_{ADU,n}}$  verbunden, der sich als *Quantisierungsrauschen* bemerkbar macht.

Da jeder beliebige Spannungswert in der Quantisierungsstufenbreite  $\Delta U_{ADU}$  auftreten kann, wird von einer gleichverteilten zufälligen Veränderlichen ausgegangen. Die Gleichverteilung der zufälligen Veränderlichen beschreibt die konstante Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die n'te Quantisierungsstufenbreite.

$$f_{u_t, ADU, n} = \frac{1}{\Delta U_{ADU}} \text{rect} \left( \frac{u_{ADU, n}}{\Delta U_{ADU}} \right)$$

Bei einem idealen ADU wird ein *stationärer ergodischer Prozess* für das *Quantisierungsrauschen* angenommen, weil bei jedem n'ten Quantisierungsintervall von der selben Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ausgegangen werden kann.

Das Signal-Rauschverhältnis des ADUs  $SNR_{ADU}$  trifft eine quantitative Aussage darüber, wie stark sich der Quantisierungsfehler auf das zu quantisierende Spannungssignal  $U_{ADU}$  auswirkt. Das  $SNR_{ADU}$  lässt sich aus dem Verhältnis von Signal- zu Rauschleistung errechnen.

Am Eingang des idealen ADUs tritt ein beliebiger Spannungswert im Bereich  $0 \leq U_{ADU} \leq U_{ADU, max}$  auf, der als *Musterfunktion* eines *ergodisch schwach stationären Prozesses* aufgefasst werden kann. Für den maximalen Spannungswert  $U_{ADU, max}$  lassen sich die beiden wichtigen Momente quadratischer Mittelwert  $\overline{u^2}_{ADU, max}$  und Varianz  $\sigma^2_{U_{ADU}}$  ableiten, siehe auch Anhang C.6.

$$\overline{u^2}_{ADU, max} = \frac{((2^{N_{Bit}} - 1) \cdot \Delta U_{ADU})^2}{12} \quad (52)$$

$$\sigma^2_{U_{ADU}} = \frac{\Delta U_{ADU}^2}{12} \quad (53)$$

Diese Momente verhalten sich proportional zur Signal- bzw. Rauschleistung und führen als Verhältnis auf das  $SNR_{ADU}$  [22].

Die Anzahl der binären Stellen am Ausgang des ADUs bestimmen, wie fein die analoge Eingangsspannung quantisiert wird. Für den maximalen Messbereich  $U_{ADU, max} = \Delta U_{ADU} \cdot (2^{N_{Bit}} - 1)$  verringert sich die Quantisierungsstufenbreite  $\Delta U_{ADU}$ , wenn die Anzahl der binären Stellen  $N_{Bit}$  steigt. Somit verbessert sich das  $SNR_{ADU}$  um 6dB, wenn sich die Anzahl der binären Stellen um eine Stelle erhöht.

$$SNR_{ADU}(U_{ADU, max}) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\overline{u^2}_{ADU, max}}{\sigma^2_{U_{ADU}}} \right) \quad (54)$$

$$\approx N_{Bit} \cdot 6dB \quad N_{Bit} \gg 1 \quad (55)$$



## 4 Die 3D-CMOS-Kamera

### 4.1 Aufbau und Wirkungsweise

Die Optik, das Laserdiodenmodul und der Bildsensor mit Photodioden und elektronischem Integrationsfenster bilden die Hauptbestandteile des Entfernungsmesssystems, *3D-CMOS-Kamera*, siehe Abb. 29.

Die Laserdiode (LD) bestrahlt die Szene mit einem Laserpuls (LP) des nahen Infrarotbereichs ( $\approx 900\text{nm}$ ). Die bestrahlte Szenenoberfläche  $A_{\text{III}}$  reflektiert den Laserpuls. Durch die Reflektivität der Szene, der diffusen Strahlung in den Halbraum und der Flugzeit  $\tau$  trifft ein amplitudenreduzierter und zeitverzögerter LP auf die PD und schließlich in dem elektronischen Integrationsfenster ein. LP und Integrationsfenster sind zeitsynchronisiert.

Das Hintergrundlicht stellt einen zusätzlichen Bestrahlungsanteil dar. Das elektronische Integrationsfenster erfasst beide Bestrahlungsanteile und wandelt sie einem Pixel zugeordneten Spannungswert um.

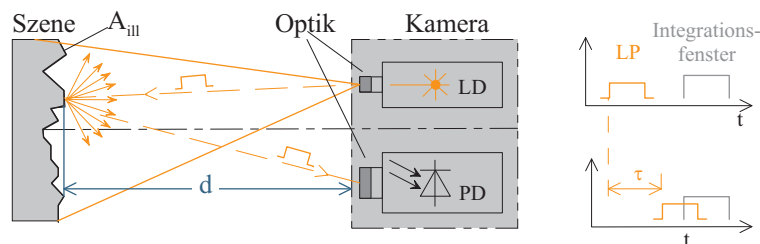


Abbildung 29: Entfernungsmessprinzip der *3D-CMOS-Kamera*

Die signalverarbeitende CDS-Schaltkreisstufe ermöglicht ein Akkumulieren von mehreren LP'en und subtrahiert den Signalanteil des Hintergrundlichts. Der Auswertalgorithmus ermittelt die Flugzeit  $\tau$ . Er benutzt eine für den Auswertalgorithmus (MDSI, CSI, DCSI) spezifische Anzahl von Einzelmessungen.  $\tau$  ist dem zurückgelegten Weg proportional. Aus der Flugzeit kann über die konstante Lichtgeschwindigkeit  $c$  und den Zusammenhang aus Gl. 2 auf die Distanz  $d$  zwischen Ortspunkt der Szene und Bildsensor geschlossen werden (Messprinzip der Time-of-Flight).

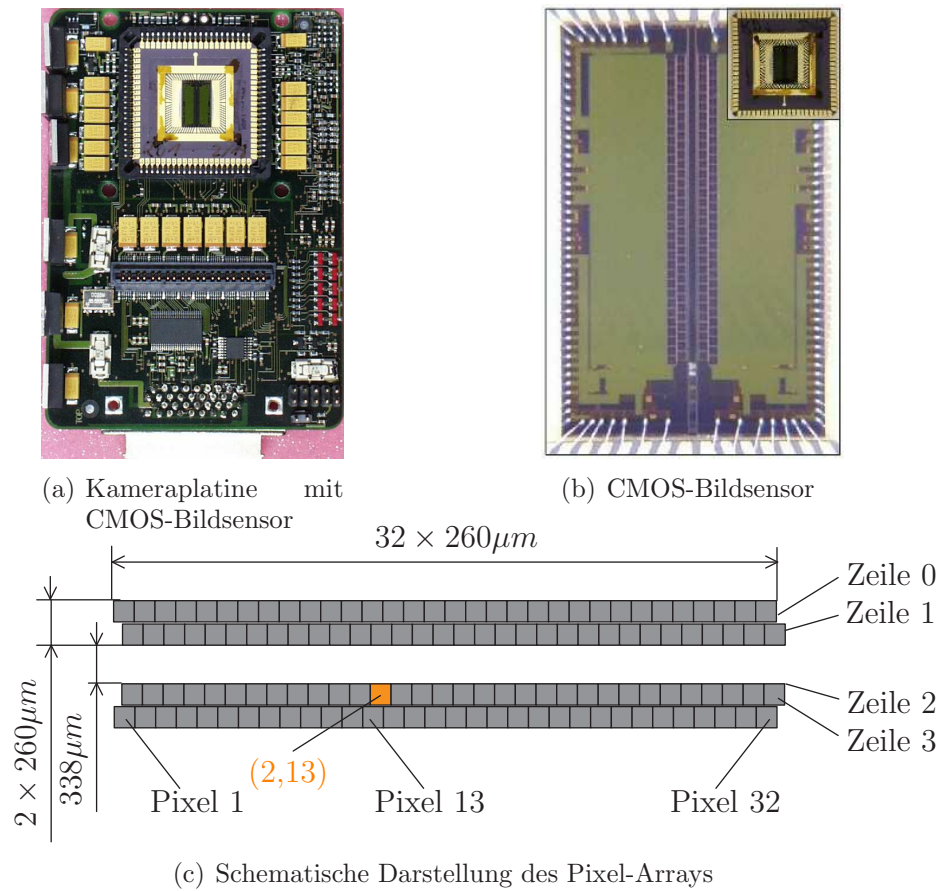


Abbildung 30: Kameraplatine und CMOS-Bildsensor

Die Optik des Laserdiodenmoduls verteilt das Licht auf die zu erfassende Szene. Die Sensoroptik bildet diesen Szenenausschnitt auf den Bildsensor ab. Im Bildsensor sind jeweils zwei Zeilen zu einander versetzt angeordnet [3]. Jede Zeile besteht aus 32 Pixel, so dass der Bildsensor insgesamt  $4 \times 32$  Pixel besitzt.

$$\text{Zeile} = \{0, \dots, m, \dots, 3\}$$

$$\text{Pixel} = \{1, \dots, n, \dots, 32\}$$

Das geordnete Zahlenpaar  $(m, n)$  bezeichnet in der Zeile  $m$  das Pixel  $n$  im Kamerasystem. Es entsteht ein Netz von Distanzwerten  $d$  mit den Knotenpunkten  $(m, n)$  der bestrahlten Szene.

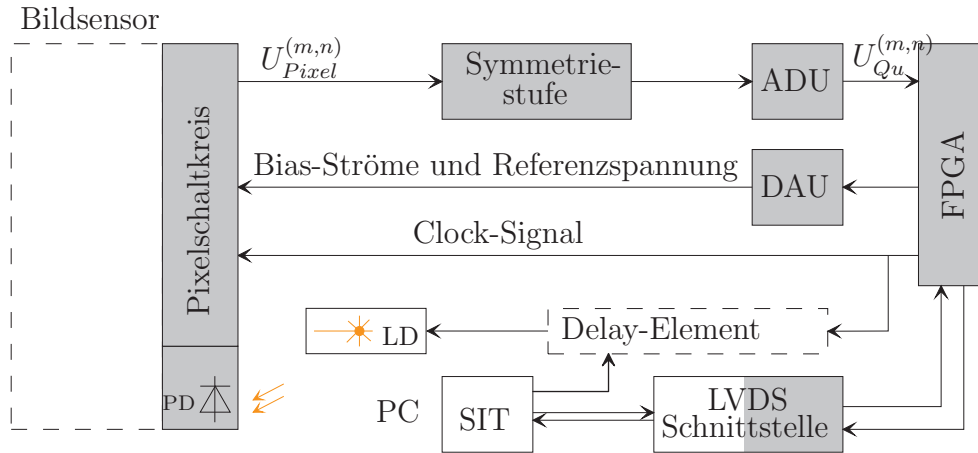


Abbildung 31: Elektrisches Blockschaltbild der  
3D-CMOS-Kamera

Auf der Kameraplatine in Abb. 30(a) befinden sich hauptsächlich der Bildsensor, Abb. 30(b), das FPGA, ein Teil der Videoschnittstelle, elektronische Anpassstufen und Signalumsetzer (ADU, DAU). Ein Personalcomputer (PC) wertet die Videodaten aus, siehe Abb. 31, [35].

Die Wirkungsweise des Pixelschaltkreises beruht auf dem Prinzip der PD-Photostromintegration. An jedes Pixel schließt sich ein Pixelschaltkreis an, der das Integrationsfenster und die CDS-Stufe realisiert. Der Signalprozess des Pixelschaltkreises  $(m, n)$  erzeugt an seinem Ausgang die Pixelspannung  $U_{Pixel}^{(m,n)}$ . Das FPGA versorgt den Pixelschaltkreis über einen DAU mit Bias-Strömen und Referenzspannungen und steuert so den Signalverarbeitungsprozess in ihm. Aus seinem Taktgenerator ist das Clock(Steuer)-Signal für die zeitsynchrone Ansteuerung der LD und des Pixelschaltkreises abgeleitet. Optional befindet sich in dem Steuersignalfad ein verstellbares Delay-Element, welches eine Zeitverzögerung zwischen seinem Ein- und Ausgangssignal herstellt. Der PC steuert das Delay-Element inkrementell über seine serielle Schnittstelle an. Das Clock-Signal trifft am Lasermodul um diese Verzögerungszeit später gegenüber dem Clock-Signal am Pixelschaltkreis ein.

Die Symmetriestufe passt den Single-Ended-Ausgang des Sensors an den differentiellen Eingang des ADUs an. Anschließend erhält das FPGA die vorverstärkte und quantisierte Pixelspannung des jeweiligen Pixels  $U_{Qu}^{(m,n)}$  [36].

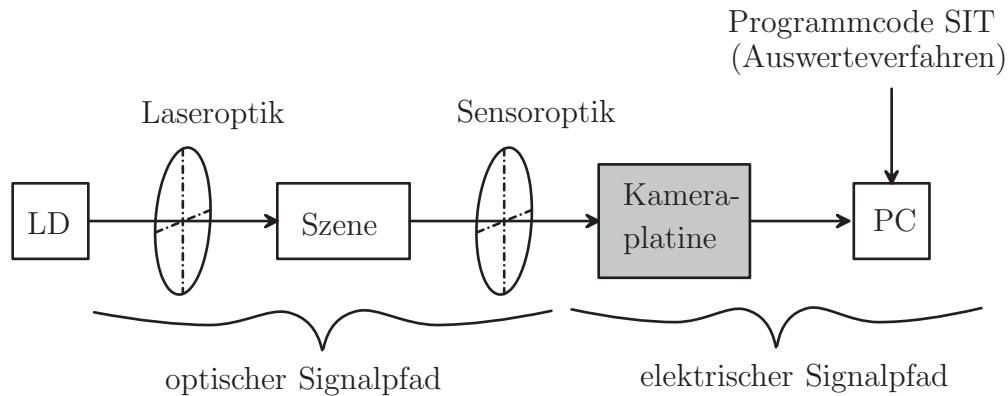


Abbildung 32: Signalpfad des Kamerasystem

Die LVDS-Schnittstelle überträgt die Pixelspannungswerte vom FPGA an den PC. Der PC berechnet mit der SIT-Software den Distanzwert des jeweiligen Pixels. Das Ergebnis ist ein Netz von Entfernungswerten  $d^{(m,n)}$ .

Die Abb. 32 zeigt die wesentlichen Bestandteile der *3D-CMOS-Kamera* einschließlich der Szene und veranschaulicht damit den allgemeinen Signalpfad. Er gliedert sich grob in einen optischen und elektrischen Abschnitt. Der optische Signalpfad beginnt mit dem Laserdiodenmodul, das den Laserpuls aussendet. Die Bestrahlungsstärke des Laserpulses verteilt die Laseroptik auf der Szene. Die Sensoroptik bildet einen Teil der reflektierten Bestrahlungsstärke auf den Bildsensor ab.

Der Bildsensor befindet sich auf der Kameraplatine und fungiert als optoelektrischer Wandler. Er wird dem elektrischen Signalpfad zugeordnet, weil sich in ihm weitere elektrische Verarbeitungsstufen befinden. Zur Kameraplatine gehören ihre Baugruppen aus Abb. 31, die zur besseren Kennzeichnung grau hinterlegt ist. Den Abschluss bildet ein PC, in dem das Rechenprogramm SIT abläuft. Die SIT-Software steuert das Lasermodul, die Kameraplatine und das optionale Delay-Element. Die im Programmcode implementierte Berechnungsvorschrift bestimmt das Auswerteverfahren.

## 4.2 Voruntersuchung des Kamerasystems

Die Pixelschaltkreise sind in ihrem Aufbau identisch. Testmessungen haben gezeigt, dass alle Pixelschaltkreise  $(m,n)$  funktionstüchtig sind. Die Untersuchungen wurden am Pixelschaltkreis (2,13) durchgeführt. Eine Rechteckblende schneidet das Pixel (2,13) im Pixel-Array aus. Eine besondere Be-

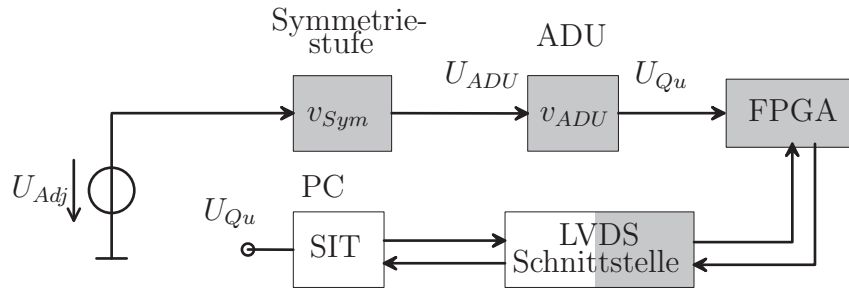


Abbildung 33: Signalpfad zwischen Symmetriestufe und PC

deutung kommt den Ausgangsspannungen am Pixelschaltkreis  $U_{Pixel}^{(2,13)}$  und des ADUs  $U_{Qu}^{(2,13)}$  zu. Weil alle weiteren Untersuchungen am Pixelschaltkreis (2,13) durchgeführt werden und alle anderen Pixelschaltkreise  $(m,n)$  im Aufbau identisch sind, wird das hochgestellte Zahlenpaar (2,13) bzw.  $(m,n)$  an Symbolen zu Gunsten einer besseren Lesbarkeit weggelassen.

#### 4.2.1 Verstärkung einzelner Baugruppen

Um Messaufgaben mit vielen Wiederholungen oder Parameteränderungen der Kamera durchzuführen, ist eine Automatisierung der Messprozeduren unerlässlich. Das SIT-Programm kann wiederholt Messprozeduren ausführen und Kameraparameter dabei ändern. Es speichert den arithmetischen Mittelwert und die Standardabweichung der quantisierten Spannungswerte  $U_{Qu_n}$  geordnet nach Pixeln in einer Datei.

Um auf die Ausgangsspannung am Pixelschaltkreis  $U_{Pixel}$  schließen zu können, müssen die Verstärkungen der Baugruppen zwischen dem Pixelschaltkreis und dem FPGA ermittelt werden. Um die Verstärkung zwischen Pixelschaltkreis und FPGA zu bestimmen, wird der Sensor durch eine einstellbare Spannungsquelle  $U_{Adj}$  ersetzt, siehe Abb. 33. Mehrere Testmessungen ergeben bei einem fest eingestellten Spannungswert statistische Schwankungen. Aus einem Stichprobenumfang von  $N = 1000$  quantisierten Spannungswerten lässt sich der arithmetische Mittelwert abschätzen. Die Standardabweichung der Quantisierungsspannung beträgt  $\sqrt{u_{Qu}^2} \leq 1DN$ , so dass von einem sehr guten Schätzwert des arithmetischen Mittelwertes ausgegangen werden kann.

$$\mu_{U_{Qu}} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N U_{Qu_n}$$

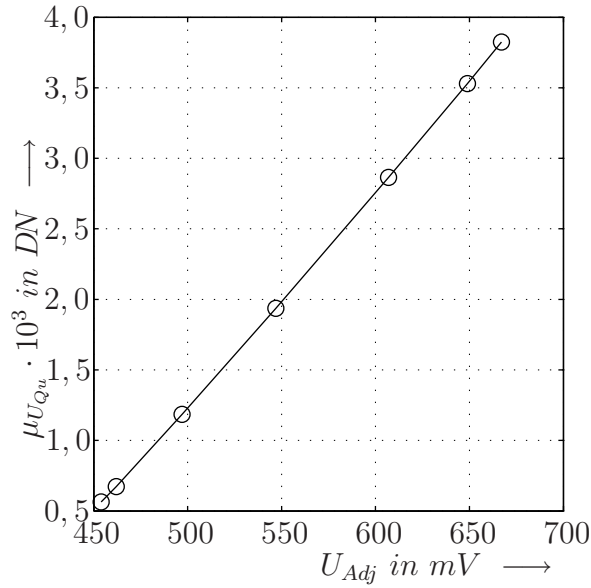


Abbildung 34: Approximierte Übertragungsfunktion der Symmetriestufe und des ADUs

Im Diagramm aus Abb. 34 sind die ermittelten Spannungsmittelwerte als kreisförmige Marken eingetragen. Der Anstieg der Ausgleichsgeraden entspricht der Gesamtverstärkung der Symmetriestufe und des ADUs.

$$v_{Sym} \cdot v_{ADU} = 16 \frac{DN}{mV}$$

Der ADU diskretisiert Spannungswerte im Abstand  $\Delta U_{ADU} = 0,25mV$ . Aus Gl. 51 resultiert der ADU-Konversionsfaktor  $v_{ADU}$ . Aus der Verstärkung  $v_{Sym} \cdot v_{ADU}$  und der ermittelten Verstärkung des ADUs kann die Verstärkung der Symmetriestufe bestimmt werden.

$$v_{ADU} = \frac{\Delta_{ADU}}{\Delta U_{ADU}} = \frac{1DN}{0,25mV} = 4 \frac{DN}{mV}$$

$$v_{Sym} = \frac{v_{Sym} \cdot v_{ADU}}{v_{ADU}} = \frac{16 \frac{DN}{mV}}{4 \frac{DN}{mV}} = 4$$

Die wertekontinuierliche Eingangsspannung des ADUs konvertiert der ADU mit  $v_{ADU}$  und bildet sie diskret mit dem Quantisierungsintervall  $\Delta U_{ADU}$  auf die Quantisierungsspannung  $U_{Qu}$  ab.

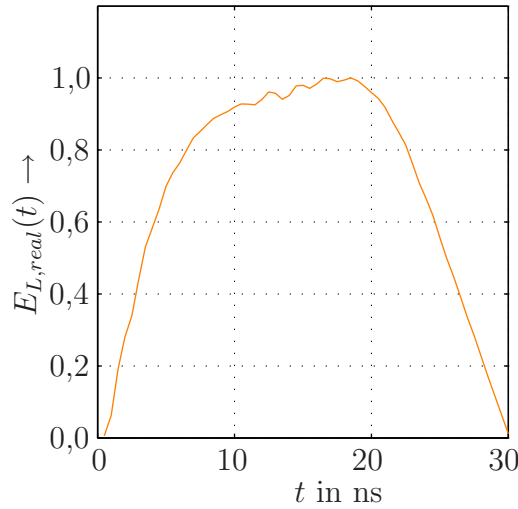


Abbildung 35: Mit dem Oszilloskop aufgenommener 30ns-Laserpuls (Abtastrate =  $2 \frac{G \text{ Sample}}{s}$ )

#### 4.2.2 Ausgewählte Signalverläufe

Das Prinzip der Entfernungsbestimmung der *3D-CMOS-Kamera* beruht auf dem Bestimmen der Laserpulsposition in Bezug auf das zeitsynchron geöffnete Integrationsfenster. Die Überlagerung von LP und Integrationsfenster drückt eine Spannungsfunktion aus, die aus idealen rechteckigen Signalfunktionen abgeleitet wurde, [3], [12].

In der Praxis treten oft Signalverläufe auf, die von den idealen Signalfunktionen abweichen. Um für die späteren Experimente die Laserpulsposition in Bezug auf den Integrationsstart zu ermitteln, werden die Signalfunktionen für den 30ns-Laserpuls und die Pixelspannung  $U_{Pixel}$  experimentell bestimmt.

Den zeitlichen Verlauf des 30ns-Laserpulses  $E_{L,real}(t) = \frac{\tilde{E}_{L,real}(t)}{\tilde{E}_{L,real,max}}$  gibt eine Aufnahme mit dem Oszilloskop wieder, siehe Abb.35. Dazu ist der LP auf eine kalibrierte Photodiode gerichtet. Das Oszilloskop tastet mit einer Abtastrate von  $10 \frac{G \text{ Sample}}{s}$  ab und kann bis zu 10 Messpunkte pro 1ns aufnehmen.

Das Diagramm aus Abb. 35 gibt den auf seinen Maximalwert (Amplitude) normierten oszillografierten 30ns-LP wieder. Die diskreten Messpunkte sind durch Geradenstücke miteinander verbunden, so dass ein zeitkontinuierliches auf seine Amplitude normiertes Laserpulssignal entsteht. Weil der zeitliche Verlauf bei 30ns endet, beträgt die reale Pulsdauer  $T_{Puls} = 30ns$ . Seine Form

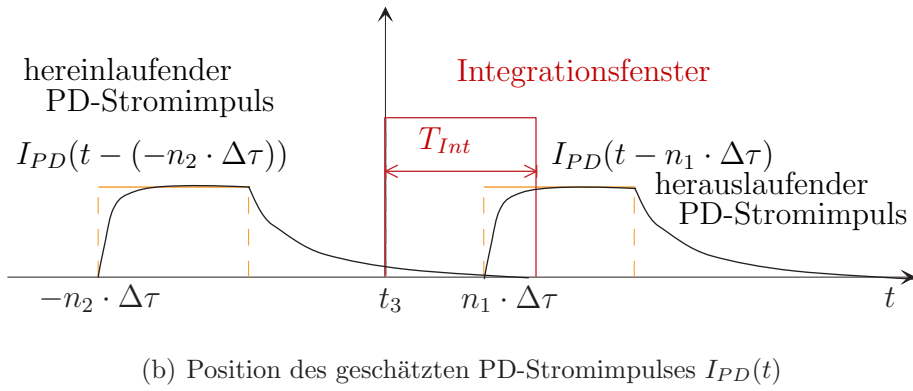
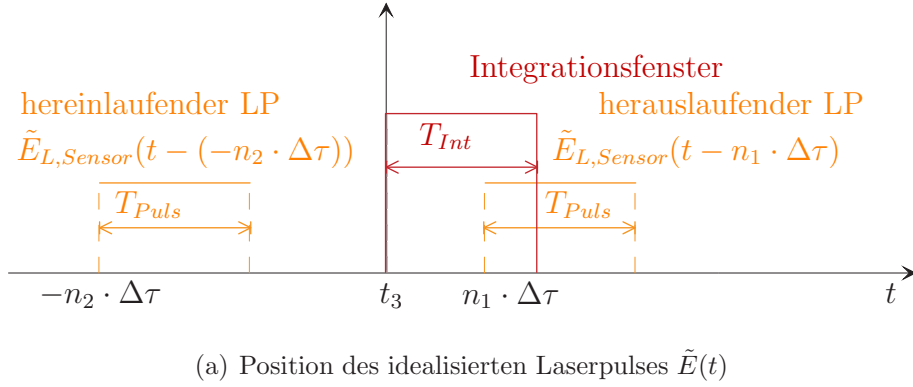


Abbildung 36: Schematische Darstellung des Laserpulses und Photodiodenstromimpulses in Bezug auf das ideale rechteckige Integrationsfenster

ähnelt der eines Trapezes. Für die Zeit  $0ns \leq t \leq 7ns$  steigt der LP mit  $\frac{0,14}{s}$ . Der Mittelteil ( $7ns \leq t \leq 20ns$ ) kann aufgrund seines geringen Anstiegs  $\frac{0,005}{s}$  als Plateau bezeichnet werden. Seine abfallende Flanke ( $20ns \leq t \leq 30ns$ ) hat einen sehr geradlinigen Verlauf, der auf einen Anstieg von  $-\frac{0,1}{s}$  geschätzt werden kann.

Um die Position des 30ns-Laserpulses in Bezug auf das 30ns-Integrationsfenster festzustellen, wird der Sensor direkt mit dem verzögerten Laserpuls aus Abb. 35 bestrahlt, Abb. 36. Im Blockschaltbild der *3D-CMOS-Kamera*, Abb.31, ist ein optionales Delay-Element enthalten, mit dem der Laserpuls um eine eingestellte Zeit  $\tau_n = \pm n \cdot \Delta\tau$  zeitverschoben ausgesendet werden kann. Die kleinstmögliche Verzögerungsschrittweite des Delay-Elements beträgt  $\Delta\tau = 0,25ns$ . Für  $\tau \leq 0$  befindet sich ein Teil des LPs vor dem Integrationsfenster (hereinlaufender LP). Für  $\tau \geq 0$  befindet sich ein Teil des LPs zeitlich hinter dem Integrationsfensters (herauslaufender LP), Abb.36(a).



Die eintreffenden Photonen des Laserpulses befinden sich mit  $\lambda \approx 900\text{nm}$  im nahen Infrarotbereich und dringen nicht nur in die Raumladungszone ein, sondern auch in das darunter liegende Substrat. Die Photodiode wandelt die eintreffenden Photonen in der RLZ in einen Driftstrom und außerhalb der RLZ in einen Diffusionsstrom um. Beide Stromanteile überlagern sich zum Photostrom [37].

Elektron-Loch-Paare, die aus den Photonen in der RLZ generiert werden, trennt das elektrische Feld umgehend, so dass sie unmittelbar zum Photostrom beitragen. Sie folgen dem zeitlichen Verlauf des Laserpulses sehr gut. Ladungsträger, die nahe der RLZ entstehen, erreichen meist ohne große Zeitverzögerung das elektrische Feld der RLZ und tragen so auch ohne große Zeitverzögerung zum Photostrom bei.

Photonen, die bis in das Substrat vordringen, erzeugen ebenfalls Elektron-Loch-Paare. Diese Ladungsträger bewegen sich ungeordnet im Halbleiter (diffundieren). Ein Teil von ihnen erreicht die RLZ verspätet. Der Diffusionsstromanteil verformt aufgrund seiner zeitlichen Verzögerung den Photodiodenstromimpuls [38].

Laserpulse, die weit vor dem Integrationsfenster positioniert sind, erzeugen vermutlich Diffusionsstromanteile, die zeitlich während der Integrationszeit  $T_{Int}$  die RLZ erreichen. Ein geschätzter Photodiodenstromimpuls nach [38] veranschaulicht diesen Effekt in Abb. 36(b).

Im Diagramm der Abb. 37 ist der normierte Spannungsverlauf über der Verschiebungszeit  $\tau_n$  aufgenommen. Überdecken sich der Laserpuls und das Integrationsfenster vollständig, entsteht der maximale Spannungswert. Dem maximalen Spannungswert ist die Verzögerungszeit  $\tau = 0$  zugeordnet.

Trifft der 30ns-Laserpuls um mehr als 30ns vor dem Öffnen des Integrationsfensters ein, so dürfte sich bei  $\tau \leq -30\text{ns}$  kein Spannungswert einstellen, weil noch keine Integration stattfindet. Da für  $-90\text{ns} \leq \tau \leq -30\text{ns}$  die normierten Spannungswerte langsam ansteigen, tragen vermutlich diffundierende Ladungsträger zum Integrationsstrom bei. Sie treffen wahrscheinlich zeitverzögert während der Integrationszeit in die RLZ ein und könnten so nach Abschluss der Integration einen Spannungswert liefern.

Die Diffusionsstromstärke bestimmen die pro Zeiteinheit generierten Elektron-Loch-Paare, die im Abstand  $d_{Depth}$  zur PD-Oberfläche aus den Photonen der dort vorkommenden Bestrahlungsstärke  $\hat{E}_{Depth}(d_{Depth})$  entstehen. Ladungsträger, die tief im Substrat generiert werden, benötigen mehr Zeit, um bis in die Raumladungszone vorzudringen. Da die Bestrahlungsstärkeamplitude nach Gl. 39 mit zunehmendem Abstand zur PD-Oberfläche  $d_{Depth}$  um den Faktor  $e^{-(\beta(\lambda) \cdot d_{Depth})}$  abnimmt [28], verringert sich dort die Anzahl

der Photonen und damit die Anzahl der generierten Ladungsträger und schließlich die Diffusionsstromstärke. Das Laserlicht des nahen Infrarotbereiches erzeugt in tieferen Regionen des Halbleiters eine größere Anzahl an Ladungsträgern, als kurzwelliges Licht, weil der Absorptionskoeffizient  $\beta(\lambda)$  wellenlängenabhängig ist und sich auf den Exponenten in Gl. 39 auswirkt. Je früher der Laserpuls  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (-n \cdot \Delta\tau))$  vor dem Öffnen des Integrationsfensters am Sensor eintrifft, um so größer ist der zeitliche Abstand bis zum Integrationsfenster. Während dieser Zeit können Diffusionsstromanteile aus tieferen Regionen des Substrats die RLZ erreichen und zum Photodiodenstrom beitragen. Ihre Stromstärke ist jedoch wegen der viel geringeren Anzahl an Ladungsträgern sehr viel kleiner. Dieser Umstand spiegelt sich in dem normierten Spannungsverlauf aus Abb. 37 wieder. Je kleiner die Verzögerungszeit  $\tau_n$  gewählt wird, um so weiter ist der Laserpuls vor dem Integrationsfenster platziert. Um so geringer fallen aber auch die Spannungswerte am Ende der Integration aus dem Photodiodenstrom aus.

In dem Bereich  $-30ns \leq \tau \leq 0ns$  steigen die normierten Spannungswerte steil an, weil der vom hohen Driftstromanteil dominierte Photodiodenstromimpuls immer weiter in das Integrationsfenster hineinläuft. Es entsteht ein größerer Photodiodenstrom, der sich nach der Integration durch größere Spannungswerte bemerkbar macht.

Das Maximum der normierten Spannungsfunktion ist abgerundet. Mit den theoretisch zu Grunde gelegten idealen rechteckigen Signalfunktionen aus Abb. 36(a) müsste sich ein dreieckförmiger Kurvenverlauf ergeben. Vermutlich wirkt sich hier der trapezförmige 30ns-Laserpuls auf den zeitlichen Verlauf der normierten Spannungsfunktion aus. Welchen genauen Einfluss die Signalform des Laserpulses und des Integrationsfensters auf die Spannungswerte ausüben, behandelt das Kapitel 4.5.5.

Für  $0ns \leq \tau \leq 30ns$  nimmt die normierte Spannung stetig bis auf den Wert 0 ab. Nach 30ns ist das Integrationsfenster vollständig geschlossen und der Laserpuls befindet sich zeitlich hinter dem Integrationsfenster. Diffusionsstromanteile aus tiefen Regionen der Raumladungszone können fast ausgeschlossen werden, weil sie erst die RLZ erreichen würden, wenn der Integrationsvorgang schon abgeschlossen ist.

Der ansteigende Kurvenabschnitt  $\uparrow$  und der abfallende Kurvenabschnitt  $\downarrow$  besitzen ein sich linear änderndes Kurvensegment, welches für das Auswerteverfahren MDSI von Bedeutung ist. Es können zwei Verzögerungsbereiche angegeben werden, in denen ein linearer Anstieg vorliegt.

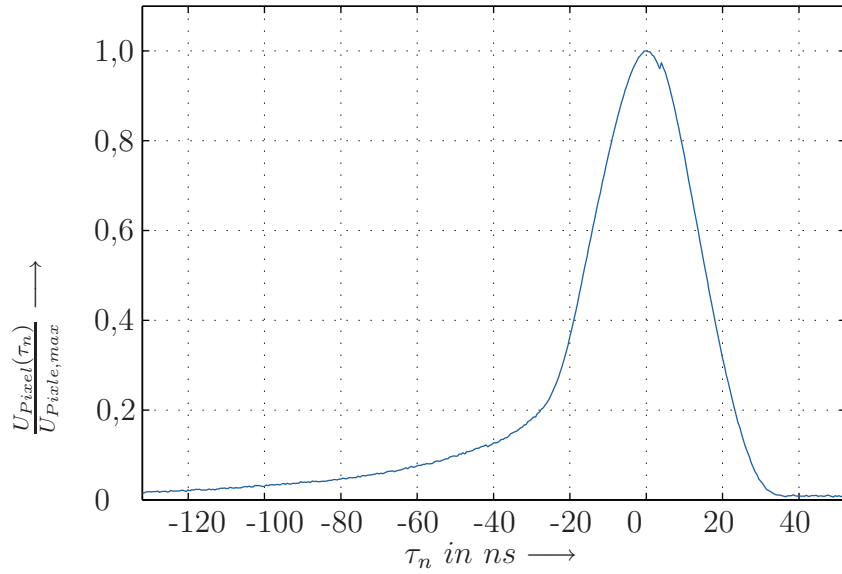


Abbildung 37: Normierte Pixelspannung als Funktion eines um  $\tau_n$  verzögerten 30ns-Laserpulses (30ns-Integrationsfenster)

$$\tau_{lin,\uparrow} = [-8ns; -22ns] = 14ns \quad (56)$$

$$\tau_{lin,\downarrow} = [6ns; 24ns] = 18ns \quad (57)$$

Der vermutete Verlauf des Photodiodenstroms erklärt prinzipiell die Form der in Abb. 37 gezeigten normierten Spannungsfunktion. Der Photodiodenstrom ist messtechnisch nicht zugänglich. Die Stromimpulsverformung soll in weiteren Untersuchungen dem bisher rechteckig angenommenen Integrationsfenster in einem nachrichtentechnischem Modell zugeordnet werden. Das Modell besteht aus einem abgetasteten Integrationsfenster und einem Laserpuls, welcher mit einem Oszilloskop aufgenommen wurde. Mit der Modellierung des Signalprozesses wäre eine Optimierung der Auswerteverfahren möglich.

### 4.3 Der optische Signalpfad der Kamera

#### 4.3.1 Leistungsumsatz zwischen Lasermodul und Sensor

Aus dem Lasermodul tritt eine monochromatische Strahlung mit der Strahlungsleistung  $\hat{\Phi}_{LD}$  aus. Die Laseroptik besteht aus einer Zylinderlinse und einem FRESNEL-Linsen-Array. Es kann davon ausgegangen werden, dass diese Baugruppen die Strahlungsleistung gleichmäßig auf einer rechteckförmigen Fläche  $A_{Ill}$  der Szene verteilt. Die Sensoroptik arbeitet als Objektiv und bildet die bestrahlte Fläche auf das Photodioden-Array  $A_{Sensor}$  über den Abbildungsmaßstab ab.

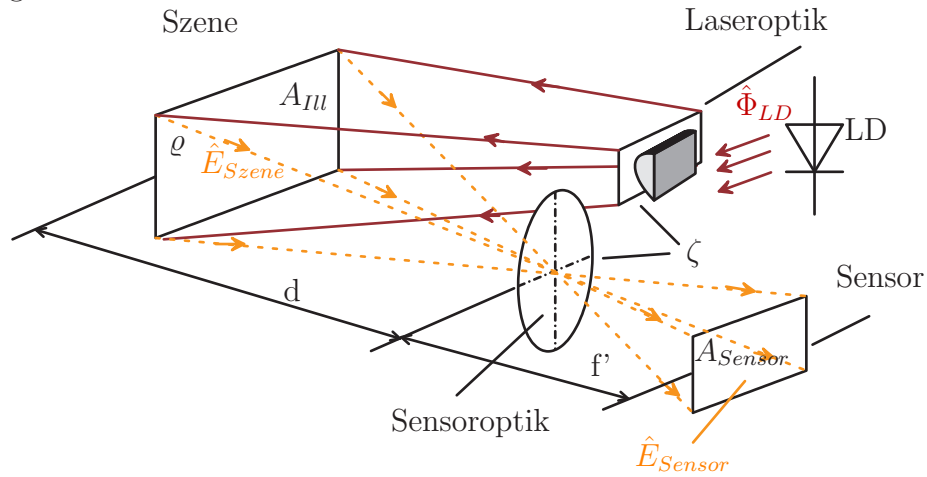


Abbildung 38: Illumination einer Teilfläche  $A_{Ill}$  des 3D-Objekts der Szene und Abbildung auf die Sensorfläche

Bezogen auf die Fahrzeuginnenraumüberwachung kann aufgrund der Bezugstoffe der Sitze und Kleidung von Personen von diffus reflektierenden Szenen ausgegangen werden. Daraus leitet sich die Richtcharakteristik für den LAMBERTschen Strahler für eine Elementarfläche  $\frac{A_{Ill}}{N_{Pixel}}$  der Szene ab. Die Bestrahlungsstärke über der bestrahlten Szene errechnet sich nach

$$\hat{E}_{Szene} = \frac{\hat{\Phi}_{LD}}{A_{Ill}}.$$

Die durch Reflexion entstehenden Bestrahlungsstärkeverluste an den Optiken drückt ihr Transmissionskoeffizient aus [39].

$$\zeta = \zeta_{Laseroptik} \cdot \zeta_{Sensoroptik}$$

Die Optik des Sensors lässt sich vereinfacht als sphärische dünne Linse beschreiben, deren Rand die Apertur mit dem Durchmesser  $\mathcal{D}_{EP}$  eingrenzt.

An der Szene treten durch Absorption Bestrahlungsstärkeverluste auf, die der Reflexionskoeffizient  $\varrho$  entsprechend dem Szenenmaterial bewertet.

Die auf der Szene gleichverteilte Strahlungsleistung trifft nur anteilig auf der Sensorfläche ein [40]. Für die obige Anordnung beschreibt die Gl. 58 bei  $d \gg f'$ , siehe auch Anhang A.2, die Amplitude der Bestrahlungsstärke  $\hat{E}_{Sensor}(\alpha)$  an der Sensoroberfläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\alpha$ .

$$\hat{E}_{Sensor}(\alpha) = \varrho \cdot \zeta \cdot \cos^4(\alpha) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \frac{1}{k_{\#}^2} \cdot \hat{L}_{Szene} \quad (58)$$

Die Strahldichte  $\hat{L}_{Szene}$  verhält sich beim LAMBERTschen-Strahler konstant. Ihre Integration über den halben Raumwinkel der Halbkugel  $\frac{1}{2}\omega_{HK} = \pi$  ergibt die minimale Amplitude der Bestrahlungsstärke über der Gegenstandsebene  $\hat{E}_{Szene} = \pi \cdot \hat{L}_{Szene}$  für eine unendlich große Aperturöffnung. Der halbe Raumwinkel der Halbkugel entsteht, wenn sich das strahlende Flächenelement parallel zur optischen Achse befindet  $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ , siehe Abb.39.

$$\hat{E}_{Sensor}(\alpha) = \varrho \cdot \zeta \cdot \underbrace{\frac{\cos^4(\alpha)}{4 \cdot k_{\#}^2}}_{k_{opt}} \cdot \hat{E}_{Szene} \quad (59)$$

Am Sensor tritt eine Bestrahlungsstärke auf, die unabhängig vom Abstand  $d$  zwischen Szene und Kamera ist.

Der Abstand zum Flächenelemente  $d$  und die Aperturöffnung des Sensorobjektivs  $\mathcal{D}_{EP}$  bestimmen den Raumwinkel  $\omega$ , der den Teil der Strahldichte erfasst, den die Optik dann auf den Sensor leitet.

$$\omega = \frac{A_{Apertur}}{d^2} = \frac{\frac{\pi}{4} \mathcal{D}_{EP}^2}{d^2} \quad (60)$$

Der differentielle Raumwinkel des Strahlenbündels  $d\omega$  erfasst nur die Bestrahlungsstärke innerhalb des Strahlenbündels. Ihre Bewertung mit  $\cos^4(\alpha)$  ist auf die skizzierten geometrischen Verhältnisse in Abb. 39 zwischen Gegenstands- und Bildebene des optischen Systems zurückzuführen. Vergrößern sich die lateralen Maße der Szene ( $\Delta y$  siehe Abb. 39,  $\Delta x$  entsprechend), nimmt auch der Einfallswinkel  $\alpha$  des jeweiligen Strahlenbündels zu.

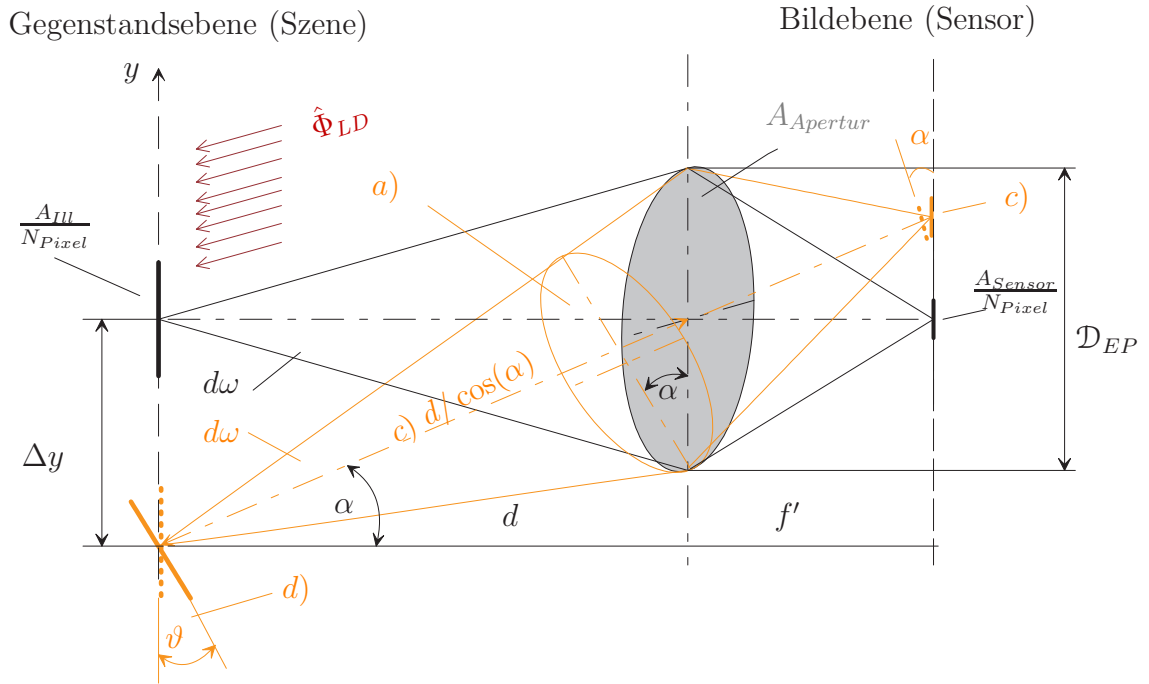


Abbildung 39: Geometrische Verhältnisse des bildgebenden optischen Systems mit der Szene als Gegenstandsebene und dem Sensor als Bildebene

Auf Grund der trigonometrischen Beziehungen zwischen den Teilstrecken relativieren sich die effektiven Streckenlängen. Aus Abb. 39 folgt:

- a) Für die Projektion  $A'_{Apertur}$  der Apertur gilt:  $A'_{Apertur} = A_{Apertur} \cdot \cos(\alpha)$
- b) Für die Projektion  $A'_{Pixel}$  des Elementarflächenelements des Sensors gilt:  

$$A'_{Pixel} = \frac{A_{Sensor}}{N_{Pixel}} \cdot \cos(\alpha)$$
- c) Strecken der Abstandsgeraden zwischen Elementarflächenelementen der Szene und Aperturmittelpunkt um  $\frac{1}{\cos(\alpha)}$ .
- d) Da die Elementarflächen der Szene als LAMBERTscher Strahler in allen Richtungen mit der selben Strahldichte  $\hat{L}_{Szene}$  ihre Strahlungsleistung verteilen, wirkt sich eine um den Winkel  $\vartheta$  verkippte Elementarfläche nicht auf die empfangene Strahlungsleistung aus.

Unberücksichtigt bleiben die Abschattung durch die Blende des Objektivs (Vignettierung) und Abbildungsfehler der Linsen (Aberrationen). Aus dem zuvor erläuterten optischen Modell ergeben sich die nachstehenden Schlussfolgerungen:

- ⇒ Der Abbildungsmaßstab variiert mit der Gegenstandsweite der Szenenobjekte, da sich die Sensorfläche im festen Abstand  $f'$  zur Linse befindet.
- ⇒ Die Linse bildet die Objektpunkte auf die Sensorfläche innerhalb des Schärfentiefebereichs scharf ab.
- ⇒ Da für  $\cos(\alpha_{max} = \frac{\pi}{4}) = 0$  ist definiert  $\alpha_{max} = \frac{\pi}{4}$  den maximal abbildbaren Szenenbereich.
- ⇒ Die Bestrahlungsstärke über der Sensorfläche nimmt mit dem Winkel und der Reflektivität  $\varrho \cdot \cos^4(\alpha)$  stark ab.
- ⇒ Die maximalen kartesischen lateralen Maße der Szenenebene verhalten sich theoretisch wie:  $\tan(\frac{\pi}{4}) = 1 = \frac{d}{\Delta x} = \frac{d}{\Delta y}$

Die Laserleistung ist aus Gründen der Kosten und der Verfügbarkeit von Lasermodule eine wichtige Systemgröße. Aus Gl. 59 ist ersichtlich, dass die empfangene Strahlungsleistung am Sensor mit fallender Reflektivität der Szene, dem Gesamttransmissionskoeffizienten der Linsensysteme, mit zunehmendem lateralen Abstand zur optischen Achse und mit der Blendenzahl abnimmt.

Eine 90°-Optik erfasst Objekte im Gegenstandsraum, deren Mittelpunktstrahl zur optischen Achse maximal den Winkel  $\alpha_{max} = \frac{\pi}{4}$  bilden. Für den maximalen Entfernungsbereich von  $d_{max} = 4,50m$  ist theoretisch eine laterale Ausdehnung der Szene mit  $\Delta x = \Delta y = 4,50m$  möglich.

Um Leistungsreserven für die Szenenreflektivität zur Verfügung zu stellen, bestrahlt die Laseroptik nur den Bereich für  $\alpha \leq \pi/12$ . Die lateralen Szenenmaße reduziert sich somit auf  $\Delta x = \Delta y = 1,2m$ .

Die Schärfentiefe beschränkt den Entfernungsbereich nur in Richtung Sensoroptik  $SF = [4, 9; \infty]cm$ , siehe Abschnitt 3.1.2. Für das Zentrumspixel  $\alpha = 0$  erreicht das System bereits in einem Abstand  $d \geq 180cm$  seine Detektionsgrenze. Um die Augensicherheit weiterhin zu gewährleisten und einen Distanzbereich von  $d_{max} = 450cm$  zu erreichen, müssen mehrere Laserpulse ausgesandt werden. Aus der *analogen Integration* von mehreren Laserpulsen entsteht ein Signalwert. Die Sensoroptik projiziert die Pixelgeometrie in den

Gegenstandsraum. An den beiden Gegenstandsweiten  $d_{max} = 450cm$  und  $d_{min} = 4,9cm$  betragen sie  $l_{x_{max}} = 24,4cm$  und  $l_{x_{min}} = 2,9cm$ , siehe Abschnitt A.1. Der Abbildungsmaßstab variiert in der eingeschränkten Gegenstandsweite in dem Bereich  $10 \leq \gamma \leq 1000$ .

Ein Objektiv der Blendenzahl  $k_{\#} = 1,8$  ( $f' = 4,8mm$ ,  $\mathcal{D}_{EP} = 2,67mm$ ) und dem Raummaß,  $\mathcal{D}_{Objektiv} \times \mathcal{L}_{Objektiv} = 4cm \times 4,5cm$ , hält die Größe der Kamera gering.

Die Laseroptik verteilt die Strahlungsleistung des Lasermoduls  $\hat{\Phi}_{LD} = 400W$  augensicher und gleichmäßig auf der zu erfassenden Szenenfläche.

### 4.3.2 Bildentstehung und -diskretisierung

Dieser Abschnitt beschreibt die Übertragung von Bildern entlang des optischen Signalpfads in zwei Stufen. Zuerst findet eine optische Abbildung von Teilflächen der zu erfassenden Szene mit dem Sensorobjektiv statt. Im Anschluss erfolgt die Bilddiskretisierung mit dem Sensor.

Ziel ist eine Diskussion im Ortsfrequenzbereich mit Übertragungsfunktionen des optischen Signalpfads. Die Baugruppen Sensorobjektiv und Sensor bestimmen den Kontrast des Digitalbildes. Es erfolgt eine Bewertung des eingesetzten Standardobjektivs und der verwendeten Pixelgröße.

#### Bildentstehung

Die bereits im Abschnitt 3.1 beschriebene Sensoroptik befindet sich in einem festen Abstand  $f'$  zum Bildsensor. Vereinfacht stellt sie eine Linse mit den Parametern Festbrennweite  $f'$  und Blendenzahl  $k_{\#}$  dar, und kann als optischen LSI-System nach Abschnitt 2.2.2 betrachtet werden. Die zu erfassende Szene beschreibt die zweidimensionale Objektfunktion  $O(x, y)$ . Das Sensorobjektiv bildet diese als Bildfunktion  $I(x, y)$  in der Bildebene auf den Sensor ab\*. Ihre FOURIER-Transformierte ist nach Gl. 24 das Spektrum der Bildfunktion.

$$\underline{I}(f_x, f_y) = \underline{O}(f_x, f_y) \cdot OTF_{Linse} \quad (61)$$

Die  $OTF_{Linse}$  ist reell und entspricht der Modulationsübertragungsfunktion  $MTF_{Linse}$ . Für eine kreisförmige Apertur mit dem Durchmesser der Eintrittspupille  $\mathcal{D}_{EP}$ , der Brennweite  $f'$  und der radialen Ortsfrequenz  $f_{\mathcal{R}}$  gelten nach

---

\*Die Ortskoordinaten der Bildseite sind zur besseren Übersicht ohne Hochkomma aufgeführt:  $(x', y') \rightarrow (x, y)$



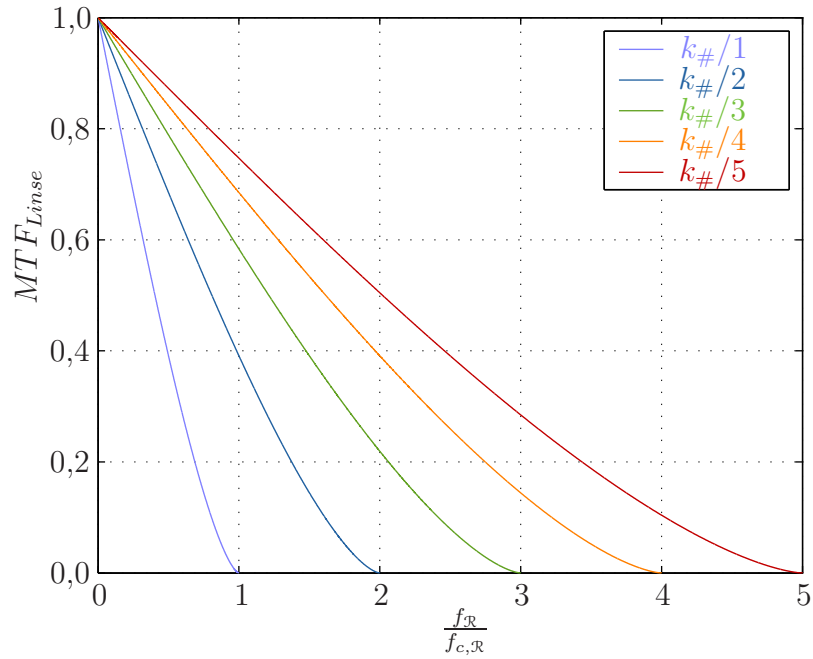


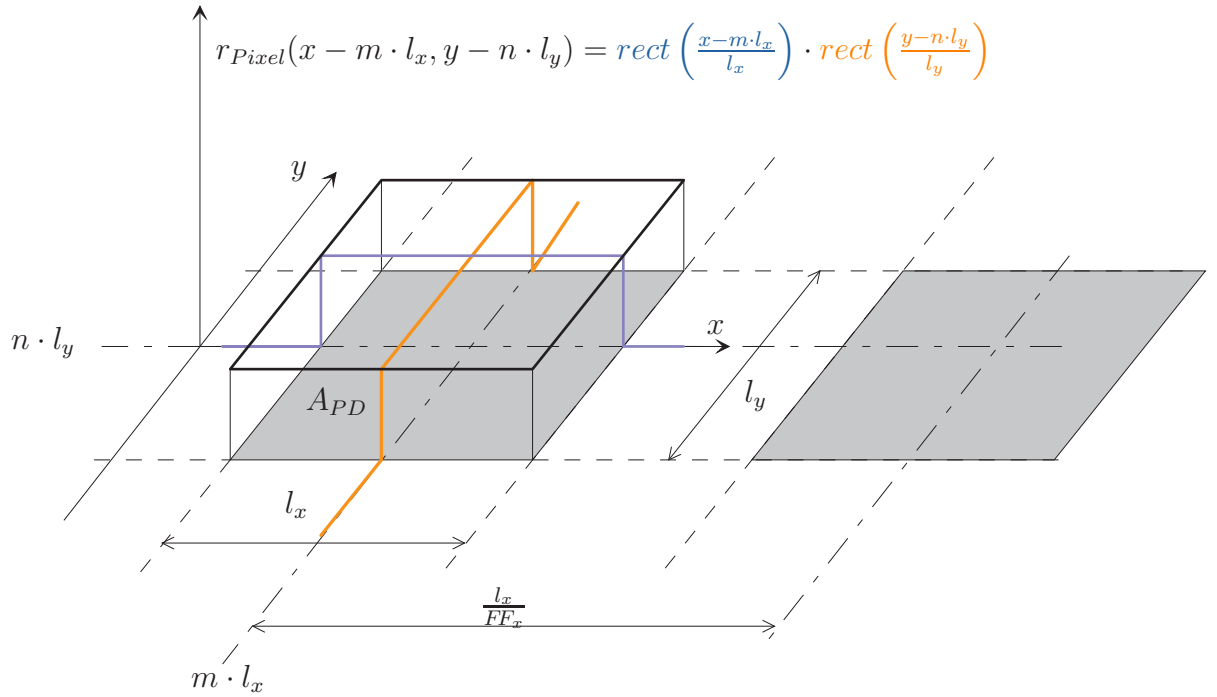
Abbildung 40: Modulationsübertragungsfunktion der Linse  $MTF_{Linse}$  als Funktion von  $\frac{f_R}{f_{c,R}}$

[41] die nachstehenden Gleichungen.

$$f_R = \frac{1}{R} \qquad f_{c,R} = \frac{\mathcal{D}_{EP}}{\lambda \cdot f'} = \frac{1}{\lambda \cdot k_{\#}}$$

$$MTF_{Linse} = \frac{2}{\pi} \left( \arccos \left( \frac{f_R}{f_{c,R}} \right) - \frac{f_R}{f_{c,R}} \sqrt{1 - \left( \frac{f_R}{f_{c,R}} \right)^2} \right)$$

Die Sensoroptik wirkt als *optischer Tiefpass*, weil sie die höheren Ortsfrequenzen dämpft, siehe Abb. 40. Mit sinkender Blendenzahl  $k_{\#} = \frac{f'}{\mathcal{D}_{EP}}$  steigt die Grenzfrequenz  $f_{c,R}$  und verbessert so den Kontrast (Modulation) im Bild. Vergrößert sich also die Kreisapertur oder nimmt die Brennweite ab, reduzieren sich auch die Beugungseffekte. Je größer die Grenzfrequenz ist um so besser bildet die Sensoroptik die Konturen der Gegenstände ab.

Abbildung 41: Pixelaperturfunktion am Bildpunkt  $(m, n)$ 

### Die Bilddiskretisierung

Nach der optischen Abbildung entsteht eine zweidimensionale Bildfunktion  $I(x, y)$  in der Bildebene. Sie repräsentiert eine Intensitätsverteilung über dem Sensor. Der Sensor tastet die Bildfunktion mit seinen Pixeln ab und erzeugt die abgetastete Bildfunktion  $I_S(x, y)$  entsprechend Gl. 27.

Die Abbildung 41 zeigt einen Ausschnitt des Sensors mit seiner Pixelanordnung und der Pixelaperturfunktion  $r_{Pixel}(x, y)$ . Die Variablen  $(m, n)$  bezeichnen die Zeile und die Spalte des Pixel-Arrays.

$$m = [1; M] \quad \text{und} \quad n = [1; N]$$

Der Abstand  $\frac{l}{FF}$  zwischen den Pixelmittelpunkten, Pixelpitch, ergibt sich aus dem Verhältnis der Seitenlänge  $l$  des Pixels und dem Füllfaktor des Sensors  $FF$ <sup>†</sup>.

<sup>†</sup>Geometrische Maße wie die Pixellänge befinden sich zwar auf der Bildseite, sind aber zur besseren Übersicht ohne Hochkomma aufgeführt:  $l' \rightarrow l$

Das Pixel mittelt die Strahlungsverteilung über der Pixelfläche und ordnet sie dem Abtastpunkt im Pixelzentrum zu.

$$I_S(m, n) = \frac{1}{l_x \cdot l_y} \int_{-n \cdot \frac{l_y}{2}}^{n \cdot \frac{l_y}{2}} \int_{-m \cdot \frac{l_x}{2}}^{m \cdot \frac{l_x}{2}} I(x, y) dx dy \quad (62)$$

Der entstandene diskrete Abtastwert  $I_S(m, n)$  der Bildfunktion entspricht dem *Averaging Sampling* nach Abschnitt 2.2.3.

Im weiteren Verlauf findet eine signaltheoretische Beschreibung des *Averaging Sampling* in Bezug auf die Sensorgeometrie von Abb. 41 statt. Die Pixelaperturfunktion beschreibt die Pixelgeometrie.

$$r_{Pixel}(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{l_x}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{l_y}\right) \quad (63)$$

Um die gemittelten Signalwerte abzutasten, generiert die Abtastfunktion  $r_{Sample}(x, y)$  ein zweidimensionales Feld mit 2D-DIRAC-Impulsen. Die Abtastfrequenzen  $f_{S,x}$  und  $f_{S,y}$  bestimmen den Abstand zwischen den 2D-DIRAC-Impulsen in x- und y-Richtung.

$$f_{S,x} = \frac{1}{\frac{l_x}{FF_x}} \quad f_{S,y} = \frac{1}{\frac{l_y}{FF_y}} \quad (64)$$

$$r_{Sample}(x, y) = \text{comb}(x \cdot f_{S,x}) \cdot \text{comb}(y \cdot f_{S,y})$$

Die begrenzte Anzahl und regelmäßige Verteilung der Pixel bildet eine Anordnung (Array) von rechteckförmigen Pixelflächen und damit den Sensor. Die Array-Funktion  $r_{Array}(x, y)$  schneidet den Teil der Bildfunktion aus (*engl.: Windowing*), den der Sensor mit seinen Pixeln erfasst.

$$r_{Array}(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{M \cdot \frac{l_x}{FF_x}}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{N \cdot \frac{l_y}{FF_y}}\right) \quad (65)$$

Aus der Pixelaperturfunktion, der Abtastfunktion, der Array-Funktion und den Gleichungen 26, 30 aus Abschnitt 2.2.3 lässt sich das Diskretisieren des Bildes als Bildfunktion des Sensors  $I_{Sensor}(x, y)$  formulieren.

$$I_{Sensor}(x, y) = \frac{1}{A_{Pixel}} ((I(x, y) * r_{Pixel}(x, y)) \cdot r_{Sample}(x, y)) * r_{Array}(x, y) \quad (66)$$

### Das Spektrum des diskretisierten Bildes

Um das vollständige Spektrum des abgetasteten Bildes zu ermitteln, muss der gesamte Bildprozess des optischen Signalpfads aus dem Ortsbereich in den Ortsfrequenzbereich transformiert werden. Dazu ist  $I(x, y)$  in der Gl. 66 mit  $O(x, y) * r_{PSF}(x, y)$  nach Gl. 23 substituiert worden.

$$I_{Sensor}(x, y) = \frac{1}{A_{Pixel}} (((O(x, y) * r_{PSF}(x, y)) * r_{Pixel}(x, y)) \cdot r_{Sample}(x, y)) \cdot r_{Array}(x, y) \quad (67)$$

Die 2D-FOURIER-Transformationsgleichung 9 erzeugt aus der abgetasteten Bildfunktion Gl. 67 (Ortsbereich) das zugehörige 2D-Spektrum (Ortsfrequenzbereich).

$$\underline{I}_{Sensor}(f_x, f_y) = \frac{1}{A_{Pixel}} (((\underline{Q}(f_x, f_y) \cdot MTF_{Linse}(f_x, f_y)) \cdot \underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)) * \underline{r}_{Sample}(f_x, f_y)) * \underline{r}_{Array}(f_x, f_y) \quad (68)$$

$$\begin{aligned} \underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y) &= si(l_x \cdot f_x) \cdot si(l_y \cdot f_y) \\ \underline{r}_{Sample}(f_x, f_y) &= comb\left(\frac{f_x}{f_{S,x}}\right) \cdot comb\left(\frac{f_y}{f_{S,y}}\right) \\ \underline{r}_{Array}(f_x, f_y) &= si(M \cdot l_x \cdot f_x) \cdot si(N \cdot l_y \cdot f_y) \end{aligned}$$

Die Konsequenzen aus dem *Windowing* zeigt die Faltung mit  $\underline{r}_{Array}(f_x, f_y)$ , was theoretisch zum Verschmieren des Spektrums führt. Da die Si-Funktionen um den Faktor  $M$  bzw.  $N$  in Bezug auf die  $\underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)$  schmaler sind, können sie vernachlässigt werden.

Die  $\underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)$  breitet sich in der Ortsfrequenzebene in beide Richtungen durch  $si(l_x f_x) \cdot si(l_y f_y)$  unendlich aus. Die Faltung mit der  $\underline{r}_{Sample}(f_x, f_y)$  wiederholt das Bildspektrum mit der Abtastfrequenz  $f_{S,x}$ , siehe Gl. 69 und Abbildung 42.

$$\underline{I}_S(f_x, f_y = 0) = \frac{1}{l_x \cdot l_y} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \underline{I}(f_x + m \cdot f_{S,x}, f_y = 0) \quad (69)$$

Da die Grenzfrequenz der Pixelaperturfunktion  $f_{x,c,Pixel}$  ungefähr der Abtastfrequenz  $f_{S,x}$  entspricht, siehe auch Anhang A.4, überlappen sich die abklingenden aber unendlich fortschreitenden Si-Funktionen. Auch wenn der Füllfaktor  $FF$  theoretisch mit  $FF_x = FF_y = 1$  ausgeschöpft ist, überschneiden

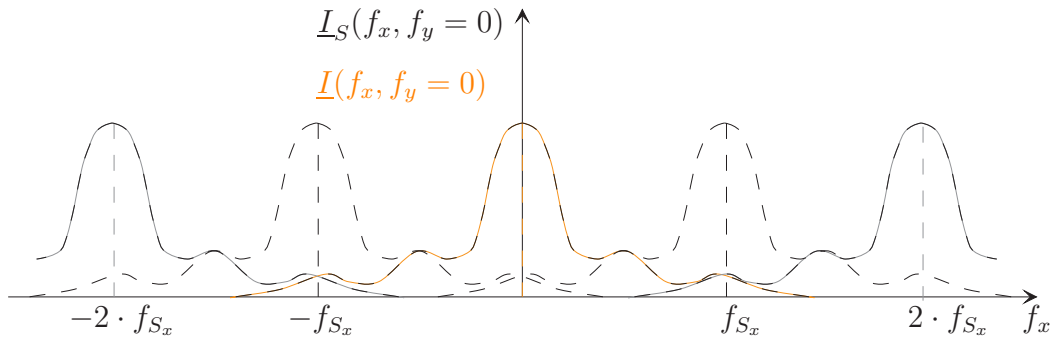


Abbildung 42: Beispiel eines durch Abtasten periodisch fortgesetzten Spektrums bei  $f_y = 0$

sich die Amplitudenverläufe. Wenn es zum Überlagern von Spektralanteilen kommt, entsteht *Aliasing* (Überlappen von Spektralanteilen). Damit ist das Abtasttheorem nach SHANNON verletzt [23]. *Aliasing* verhindert auch eine Bildrekonstruktion am idealen Tiefpass [20].

Bilder, die der Array-Funktion sehr ähnlich sind (Karo-Muster), verändert der Sensor bei der Diskretisierung. Die abgetasteten Bilder können MORIÉ-Mustern [24] enthalten. Die Ursache liegt dann in der Unterabtastung der Bildfunktion durch die Array-Funktion. Deutlich wird dies, wenn eine Hell-Dunkel-Kante des Karo-Musters auf ein Pixel fällt und nur der gemittelte Signalwert als Bildpunkt ausgegeben wird. Da die Bildfunktion nicht immer genau die selbe Periodizität wie die Array-Funktion aufweist, wird sich der Hell-Dunkel-Anteil mit fortlaufendem Pixel verändern und damit auch der gemittelte Signalwert des Bildpunktes.

Die Abbildung 40 zeigt eine bandbegrenzende Wirkung der Linse. Die Bandbegrenzung könnte das Überlagern der Bildspektren verhindern. Die Multiplikation mit der Tiefpassfunktion  $MTF_{Linse}$  dämpft die höheren Ortsfrequenzen des Bildspektrums, wodurch schmale Gegenstände (Balken) oder feine Muster (Linienpaare) ohne hohe Ortsfrequenzen breiter erscheinen [27]. Im Ortsbereich verbreitern sich die Bilder und überdecken andere Pixel. Die Bandbegrenzung des Bildspektrums durch die Linse müsste nach dem Abtasttheorem von SHANNON

$$f_{x,c,Linse} \leq \frac{f_{S,x}}{2} = 1,923 \frac{Lp}{mm}$$

betragen, siehe A.4. Die Grenzfrequenz der Linse ist mit  $f_{x,c,Linse} = 600 \frac{Lp}{mm}$  viel höher und trägt nicht zur Bandbegrenzung bei. Ohne eine wirksame

Bandbegrenzung der Bildspektren überlagern sich ihre Frequenzbänder und führen damit auf *Aliasing*-Fehlern. Das Objektiv besitzt eine Festbrennweite, in dessen Brennpunkt der Sensor montiert ist. Eine scharfe Abbildung findet für unendlich weit entfernte Objekte nur im Brennpunkt statt. Aus näheren Objekten entstehen durch die Unschärfekreise, Abschnitt 3.1.2, unscharfe Bilder. Die entstandene Bildverfälschung tastet das Pixel-Array mit ab.

Die Pixelgröße verursacht im Zusammenhang mit dem *Averaging Sampling* ebenfalls ein ungenaues Bild. Zuerst soll mit Hilfe der AIRY-Funktion aus Abschnitt 3.1.3 eine Aussage über eine notwendige Pixelgröße in Bezug auf Punktquellen getroffen werden.

Geht man von einer unendlich kleinen Punktquelle im Gegenstandsraum aus, so entsteht aufgrund der kreisförmigen Aperturöffnung bildseitig das AIRY-Muster aus Abb. 17. Die Intensitätsverteilung des Bildes  $I(x, y)$  überschreitet jede endliche Pixelgrenze, so dass optisches Übersprechen entsteht. Es lässt sich eine minimale Pixelgröße so definieren, dass nur ein vernachlässigbarer Teil der Intensitätsverteilung des Bildes über den Rand des Pixel hinaustritt. Das Berechnungsbeispiel A.3 liefert für eine ideale Punktquelle die minimale Pixelgröße  $l_{x,min} = l_{y,min} = 3,6\mu m$ .

Die Modulationsübertragungsfunktionen der Linse  $MTF_{Linse}(f_x, f_y)$  und die FOURIER-Transformierte der Pixelaperturfunktion  $\underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)$  geben die Möglichkeit zusammenhängende Objekte zu betrachten.

Der konkrete Vergleich zwischen den Grenzfrequenzen der  $\underline{r}_{Pixel}(f_x, f_y)$  bzw.  $MTF_{Linse}(f_x, f_y)$  aus A.4 zeigt, dass die Modulationsverluste der Pixelgeometrie aus Abb. 41 gegenüber der Linse wesentlich höher sind.

$$f_{x,c,Pixel} = 3,846 \frac{Lp}{mm} < f_{x,c,Linse} = 600 \frac{Lp}{mm}$$

Das verwendete Standard-Sensorobjektiv bildet besser ab als die Pixel abtasten können. Sein Einsatz ist für diese Kamera ausreichend.

Der Vollständigkeit halber sind hier noch das elektrische Signalübersprechen zwischen Leitungen und Diffusionseffekte zwischen benachbarten Pixeln aufgeführt. Sie würden die Modulation weiter verringern, da die zusätzlichen additiven Signalanteile der Nachbarpixeln den Abtastwert beeinflussen.

## 4.4 Der elektrische Signalpfad der Kamera

An Hand des schematischen Schaltplans und den Steuersignalen des Pixelschaltkreises sowie dem zeitlichen Verlauf des Laserpulses und dem Hintergrundlicht erfolgt eine Analyse mit dem Ziel das Funktionsprinzip des Pixelschaltkreises darzustellen, wesentliche Signalprozesse der Kamera zu charakterisieren und ein deterministisches Signalmodell der Kamera zu erstellen. Den Abschluss bildet eine Rauschanalyse, die eine qualitative und quantitative Bewertung einzelner Baugruppen abgibt.

### 4.4.1 Funktionsprinzip des Pixelschaltkreises

Der Pixelschaltkreis des 3D-CMOS Sensors, Abb. 43, basiert auf dem Prinzip des High-Frame-Rate-Sensors, der im Wesentlichen aus der Photodiode (PD), den Transistoren M1 und M2 und dem ersten Buffer besteht [42]. Dieser wurde um ein Abtast-Halte-Glied (S&H) und die CDS-Stufe in den Arbeiten von [36],[3] und [43] ergänzt und diskutiert.

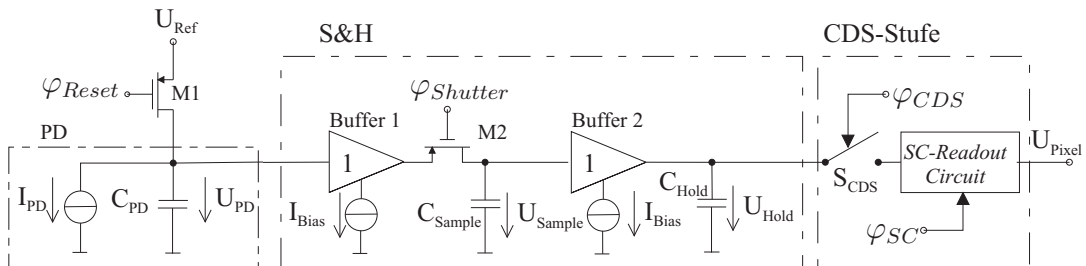


Abbildung 43: Pixelschaltkreis mit Photodiode

Der Signalprozess des Pixelschaltkreises teilt sich nach dem Timing-Diagramm in Abb. 44 in einen Integrationszyklus a) mit Hintergrundlicht (HL) und einen Integrationszyklus b) mit Hintergrundlicht + aktiver Laserbestrahlung (HL+L) auf. Die CDS-Stufe bildet abschließend aus den Ladungsmengen der jeweiligen Integrationszyklen eine Ladungsdifferenz und setzt diese in die Pixelspannung  $U_{Pixel}$  um.

Am Sensor tritt eine Bestrahlungsstärke auf, die sich aus dem Hintergrundlicht  $\tilde{E}_{HL, Sensor}(t)$  und in jedem zweiten Integrationszyklus zusätzlich aus dem des Laserpulses  $\tilde{E}_{L, Sensor}(t)$  zusammensetzt. Das Produkt aus Bestrahlungsstärke und Photodiodenfläche entspricht einer Strahlungsleistung, die

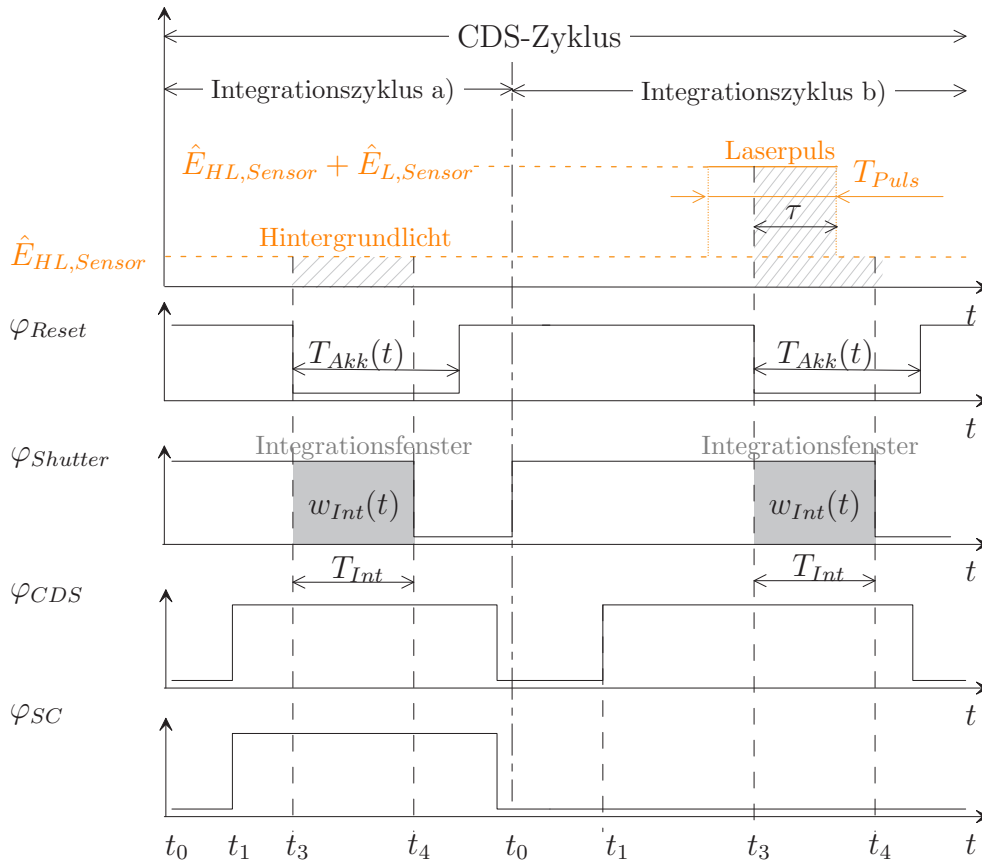


Abbildung 44: Zeitlicher Verlauf der Licht- und Steuersignale des Pixelschaltkreises aus Abb. 43

die Photodiode als elektro-optischer Wandler in den Photostrom umsetzt. Zusammen mit dem Dunkelstrom resultiert ein Photodiodenstrom  $I_{PD}$ . Die Buffer bestehen aus einem Source-Folger mit der Verstärkung 1. Die CDS-Stufe setzt sich aus einem SC-Integrator, der als Ausleseschaltung fungiert und dem Schalter zusammen. Die Konfigurationssignale  $\varphi_{CDS}$  und  $\varphi_{SC}$  realisieren die Subtraktion der zeitlich nacheinander eintreffenden Ladungsmengen der Integrationszyklen a) und b).

a) Integration des Hintergrundlichts (HL):

$t = t_0$  :  $\varphi_{Reset}$  bringt den Transistor M1 aus Abb. 43 in den niederohmigen Bereich, so dass sich die Photodiodenkapazität  $C_{PD}$  auf  $U_{Ref}$  auflädt. Damit ist das Pixel vom vor-



herigen Spannungszustand auf eine Referenzspannung zurückgesetzt (Reset). Gleichzeitig wird der Transistor M2 mit  $\varphi_{Shutter}$  leitend und auf die beiden Kondensatoren  $C_{Sample}$  und  $C_{Hold}$  überträgt sich  $U_{Ref}$ .

$t = t_1$  : Durch Schließen des Schalters  $S_{CDS}$  und der Anstiegsflanke  $\varphi_{SC}$  konfiguriert sich die CDS-Stufe als Integrator.

$t = t_2$  :  $\varphi_{Reset}$  versetzt M1 in den hochohmigen Zustand und unterbricht den Ladevorgang an  $C_{PD}$ . Ab jetzt kann der aus einfallenden Photonen erzeugte Photostrom  $I_{PD}$  die vorgeladene Kapazität  $C_{PD}$  entladen. Da M2 leitend und der Schalter  $S_{SC}$  geschlossen ist, überträgt sich das sinkende Spannungssignal  $U_{PD}$  bis zur CDS-Stufe, wo ein Kondensator die entsprechende Ladungsmenge intern speichert.

$t = t_3$  : Geht M2 durch die Potenzialänderung von  $\varphi_{Shutter}$  in den hochohmigen Zustand über, endet die Integration des Hintergrundlichts in der CDS-Stufe mit der Ladung  $q_{HL} = I_{PD} \cdot T_{Int}$ . Das Steuersignal  $\varphi_{Shutter}$  unterbricht die Ladungsintegration wie ein mechanischer Kameraverschluss den Belichtungsvorgang (Shutter).

$t = t_4$  : Der Schalter  $S_{CDS}$  öffnet und die integrierte Ladung des Hintergrundlichts speichert ein Kondensator der CDS-Stufe.

b) Integration des Hintergrundlichts + Laserbestrahlung (HL+L):

$t = t_0$  : Wie im Integrationszyklus a) sind M1 und M2 leitend, so dass die Kapazitäten von ihren letzten Spannungszustand auf  $U_{Ref}$  aufgeladen werden. Der Schalter  $S_{CDS}$  bleibt geöffnet, so dass der Reset-Vorgang die intern gespeicherte Ladung des Hintergrundlichts nicht beeinflusst. Mit der abfallenden Pulsflanke von  $\varphi_{SC}$  konfiguriert sich die CDS-Stufe zum Integrator.

$t = t_1$  : Mit dem Schließen von  $S_{CDS}$  und der Integratorkonfiguration der CDS-Stufe findet ein Ladungstransfer auf eine weitere interne Kapazität statt. Dabei tritt ein Vorzeichenwechsel auf und es entsteht  $-q_{HL}$ .

$t = t_2$  : M1 beendet den Reset-Vorgang wie in a) und die Bestrahlungsstärke des Hintergrundlichts  $\tilde{E}_{HL, Sensor}$  + des Lasers  $\tilde{E}_{L, Sensor}$  werden über die PD in einen Photostrom  $I_{PD, HL} + I_{PD, L}$  umgesetzt, der in Form von Ladun-

gen  $q_{HL} + q_L$  über die Buffer bis zur CDS-Stufe transferiert wird. Dort findet ein Ladungsausgleich zwischen der ankommenden und der negativ gespeicherten Ladungsmenge statt:  $q = q_{HL} + q_L - q_{HL}$ .

$t = t_3$  : M2 schließt den Integrationsvorgang durch die abfallende Flanke von  $\varphi_{Shutter}$  ab. Es entsteht die Ladungsbilanz  $q_L$  in der CDS-Stufe. Damit wurde das Hintergrundlicht eliminiert und die verbleibende Restladung  $q_L$  erzeugt am Feedback-Kondensator der CDS-Stufe,  $C_2$ , die Pixelspannung  $U_{Pixel}$ .

$t = t_4$  :  $S_{CDS}$  öffnet wieder und der Pixelschaltkreis ist für den nächsten Pixel-Reset bereit.

Die Integrationszyklen a) und b) bilden zusammen den CDS-Zyklus, der den Signalprozess, *Correlated-Double-Sampling*, realisiert.

#### 4.4.2 Integrationsvorgang

Es wird der Integrationszyklus b) nach Abb.43 dargestellt, weil er die Integration des Hintergrundlichts und des Laserlichts umfasst.

Der Reset-Vorgang hat die Photodiode auf die Referenzspannung aufgeladen ( $U_{PD} = U_{Ref}$ ). Durch die Integration des Hintergrundlichts und des Laserlichts während der Integrationszeit  $T_{Akk}$  entsteht ein Photostrom. Die Integration des Photostroms  $I_{Ph}(t)$  an der Photodiodenkapazität  $C_{PD}$  verringert die Photodiodenspannung.

$$U_{PD}(t) = U_{Ref} - \underbrace{\frac{1}{C_{PD}} \int_t I_{Ph}(t') dt'}_{U_{Int}(t)} \quad (70)$$

Die abfallenden Steuersignalflanke des Reset-Transistors startet den Integrationsvorgang für die Zeit  $t = [0; T_{Akk}]$ . Der zeitabhängige Photostrom  $I_{Ph}(t)$  verhält sich nach Gl. 36 proportional zur Bestrahlungsstärke über der Photodiodenfläche. Die Bestrahlungsstärke am Sensor setzt sich aus der des Hintergrundlichts  $\tilde{E}_{HL,Sensor}(t)$  und des Laserpulses  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t, \tau)$  zusammen. Die Summe dieser Bestrahlungsstärken, welche die Photodiodenfläche erfasst, wandelt die Photodiode in den Photostrom um.

$$I_{Ph}(t) = S_{PD} \cdot A_{PD} \cdot \left( \tilde{E}_{HL,Sensor}(t) + \tilde{E}_{L,Sensor}(t, \tau) \right)$$

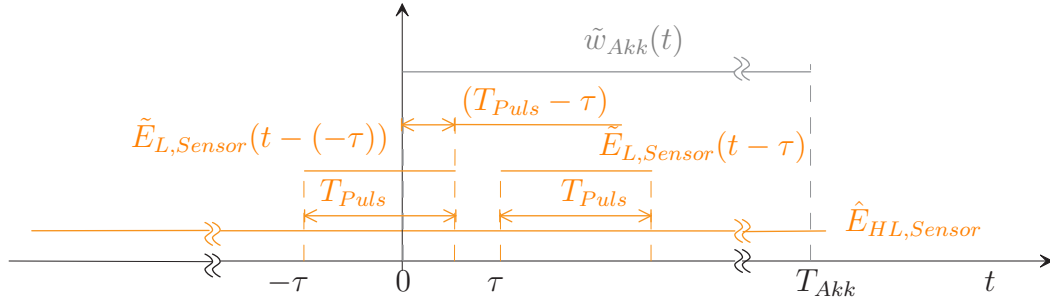


Abbildung 45: Ideale Signalfunktionen des Integrationsvorganges

Die Integration des Photostroms in Gl. 70 stellt einen Signalprozess dar, der zum Ergebnis die Integrationsspannung  $U_{Int}(t)$  hat. Hierfür wurden die folgenden Signalfunktionen definiert, siehe auch Abb. 45. Es kann angenommen werden, dass sich das Hintergrundlicht am Sensor  $\tilde{E}_{HL,Sensor}(t)$  über mehrere Integrationszyklen nicht ändert und sich deshalb innerhalb der Integrationszeit  $T_{Akk}$  konstant verhält.

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{HL,Sensor}(t) &= \hat{E}_{HL,Sensor} \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Akk}}{T_{Akk}}\right) \\ \hat{E}_{HL,Sensor} &= \text{konst.}\end{aligned}$$

Während der Pulsdauer  $T_{Puls}$  erfolgt die Laserlichtbestrahlung. Der Laserpuls  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t, \pm\tau)$  kann mit einer zeitlichen Verschiebung  $\pm\tau$  auftreten. Die Verschiebungszeit  $\pm\tau$  resultiert aus der Flugzeit und fungiert hier nur als Parameter. Sie wird deshalb neben dem Argument der Funktion separat angegeben. Die Amplitude  $\hat{E}_{L,Sensor}$  ergibt sich aus den optischen Parametern, Gl. 59.

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{L,Sensor}(t, \pm\tau) &= \hat{E}_{L,Sensor} \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Puls} - (\pm\tau)}{T_{Puls}}\right) \\ \hat{E}_{L,Sensor} &= k_{opt} \cdot \hat{E}_{L,Szene}\end{aligned}$$

Die Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  bestimmt mit der Integrationszeit  $T_{Akk}$  die Integration des Photostroms an der Photodiode, siehe auch Anhang B.1.

$$\tilde{w}_{Akk}(t) = \hat{w}_{Akk} \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Akk}}{T_{Akk}}\right) \quad (71)$$

$$\hat{w}_{Akk} = \frac{S_{PD} \cdot FF \cdot A_{Pixel}}{C_{PD}} \quad (72)$$

Die Integrationsspannung  $U_{Int}(t)$  wird durch die *Faltung* der Integrationsfunktion mit der Summe der auftretenden Bestrahlungsstärken am Sensor modelliert, siehe auch Anhang B.2.

$$\begin{aligned} U_{Int}(t, \pm\tau) &= \left( \tilde{E}_{HL,Sensor}(t) + \tilde{E}_{L,Sensor}(t, \pm\tau) \right) * \tilde{w}_{Akk}(t) \quad (73) \\ &= \int_0^\infty \left( \tilde{E}_{HL,Sensor}(\xi) + \tilde{E}_{L,Sensor}(\xi - (\pm\tau)) \right) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \quad (74) \end{aligned}$$

Der Startzeitpunkt der Integration liegt bei  $t = 0$ . Empfängt die Photodiode ein Laserpuls für  $t < 0$  am Sensor, so kann ein Teil der Bestrahlungsstärke für  $t < 0$  und ein Teil für  $t \geq 0$  auftreten. Der Laserpuls  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (-\tau))$  aus Abb. 45 gibt ein Beispiel dafür. Es muss sichergestellt sein, dass die Bestrahlungsstärke erst ab  $t \geq 0$  zu einem integralen Wert beiträgt, weil auch der Pixelschaltkreis erst nach Abfall der Steuersignalflanke des Reset-Transistors mit der Integration beginnt.

Das Faltungsintegral würde für  $t < 0$  einen Beitrag liefern, wenn ein Teil des Laserpulses für  $t < 0$  auftritt. Um generell einen integralen Beitrag für  $t < 0$  auszuschließen und damit die Funktionalität des Pixelschaltkreises genau wiederzugeben, wird der Integrationsbereich auf  $[0; \infty)$  beschränkt. Die Beschränkung der unteren Integrationsgrenze berührt nach [44] auch die Ausblendeigenschaft des DIRAC-Impulses nicht, welcher für spätere Betrachtungen von Bedeutung ist.

Die Integrationsspannung für  $t > T_{Akk}$  ist nicht von Bedeutung, da vorher immer ein Abtastvorgang erfolgt und nur die abgetasteten Spannungswerte zum Entfernungsergebnis beitragen. Der Integrationsvorgang des Integrals aus Gl. 70 konnte als LTI-System für  $0 \leq t \leq T_{Akk}$  modelliert werden, vergleiche auch Abschnitt 2.2.1. Das Faltungsprodukt verhält sich distributiv bezüglich der Addition. Die Integrationsspannung  $U_{Int}(t, \pm\tau)$  zerfällt so in zwei Summanden.

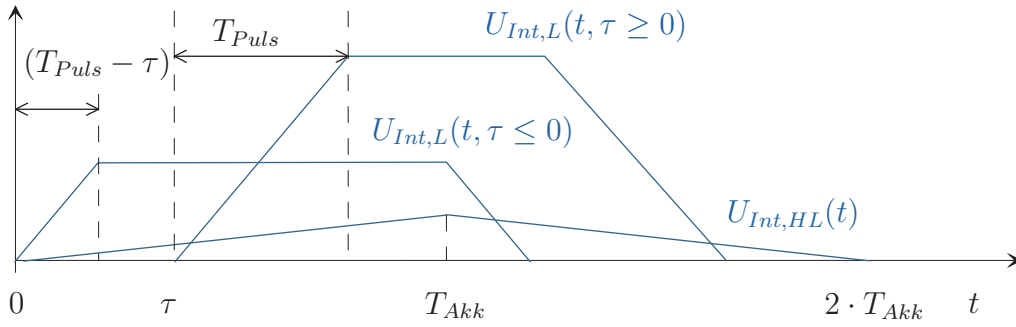


Abbildung 46: Zeitlicher Verlauf der Integrationsspannung für die um  $\pm\tau$  zeitverschobenen Laserpulse und das Hintergrundlicht

$$U_{Int,HL}(t) = \tilde{E}_{HL,Sensor}(t) * \tilde{w}_{Akk}(t) \quad (75)$$

$$= \int_0^{\infty} \tilde{E}_{HL,Sensor}(\xi) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \quad (76)$$

$$U_{Int,L}(t, \pm\tau) = \tilde{E}_{L,Sensor}(t, \pm\tau) * \tilde{w}_{Akk}(t) \quad (77)$$

$$= \int_0^{\infty} \tilde{E}_{L,Sensor}(\xi - (\pm\tau)) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \quad (78)$$

### 4.4.3 Sample-and-Hold-Stufe (S&H)

Dieser Abschnitt beschreibt den Abtast- und Haltevorgang. Zuerst wird der reine Abtastvorgang beschrieben, weil sein signaltheoretisches Modell reine Spannungswerte liefert. Diese sind für das nachfolgend aufgestellte deterministische Signalmodell von Bedeutung. Anschließend wird die S&H-Stufe und damit der gesamte Abtast- und Haltevorgang modelliert.

Die Buffer-stufen setzen mit der Verstärkung  $v_{Buffer} = 1$  die Eingangsspannungen im Verhältnis 1 : 1 auf die Kondensatoren um. Das Abtasten der Photodiodenspannung zum Abtastzeitpunkt  $T_{Sample}$  modelliert der ideale Taster nach Gl. 6. Der Abtastzeitpunkt befindet sich innerhalb der Integrationszeit  $0 \leq T_{Sample} \leq T_{Akk}$ . Die Abtastdistribution heißt

$$Sample(t - T_{Sample}) = \delta(t - T_{Sample}). \quad (79)$$

Der Schaltvorgang des Shutter-Transistors (M2) bewirkt, dass nur der aktuelle Spannungswert der PD zum Zeitpunkt  $T_{Sample}$  weiterverarbeitet wird, siehe Abb. 44, Anhang B.3.

$$U_{Int}(t = T_{Sample}) = \int_0^{T_{Akk}} U_{Int}(t) \cdot Sample(t - T_{Sample}) dt.$$

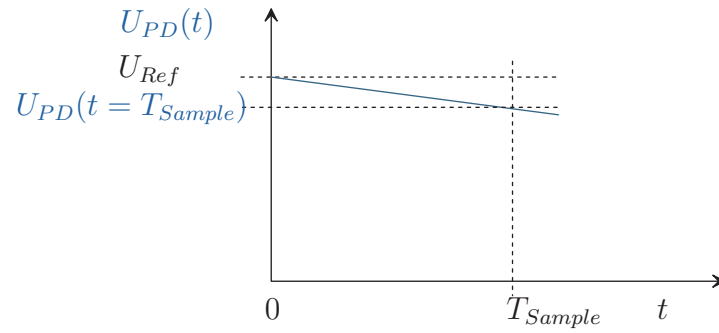
Der Pixelschaltkreis führt die Integrationszyklen abwechselnd ohne und mit Laserbestrahlung durch, wodurch unterschiedlich große Spannungsabtastwerte entstehen.

#### a) Integrationszyklus (HL)

$$\begin{aligned} U_{Int,HL} &= \int_0^{T_{Akk}} U_{Int,HL}(t) \cdot \delta(t - T_{Sample}) dt \\ &= U_{Int,HL}(t = T_{Sample}) \end{aligned} \quad (80)$$

#### b) Integrationszyklus (HL+L)

$$\begin{aligned} U_{Int,HL+L} &= \int_0^{T_{Akk}} (U_{Int,HL}(t) + U_{Int,L}(t)) \cdot \delta(t - T_{Sample}) dt \\ &= U_{Int,HL}(t = T_{Sample}) + U_{Int,L}(t = T_{Sample}) \end{aligned} \quad (81)$$



(a) Integrationszyklus a) mit HL

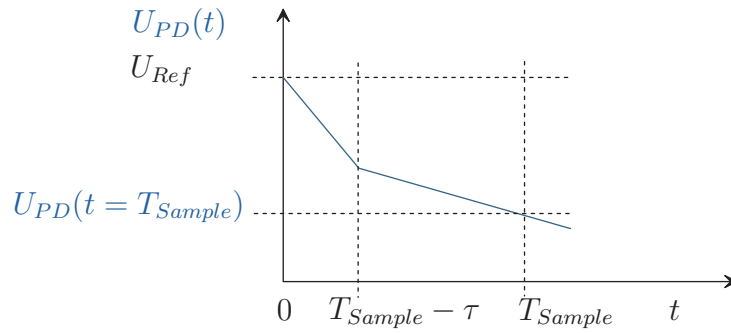
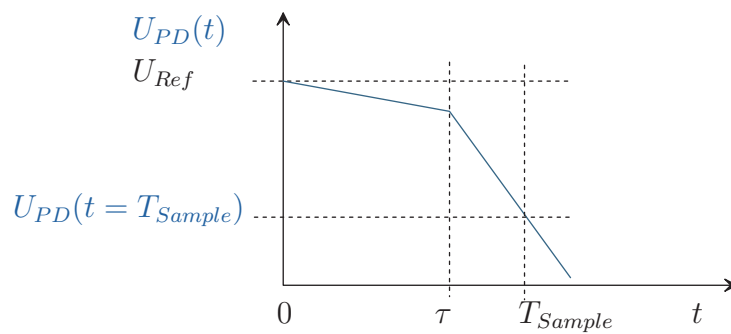
(b) Integrationszyklus b) mit HL+L für  $\tau \leq 0$ (c) Integrationszyklus b) mit HL+L für  $\tau \geq 0$ 

Abbildung 47: Photodiodenspannung  $U_{PD}(t)$  für  
 $0 \leq t \leq T_{Sample}$

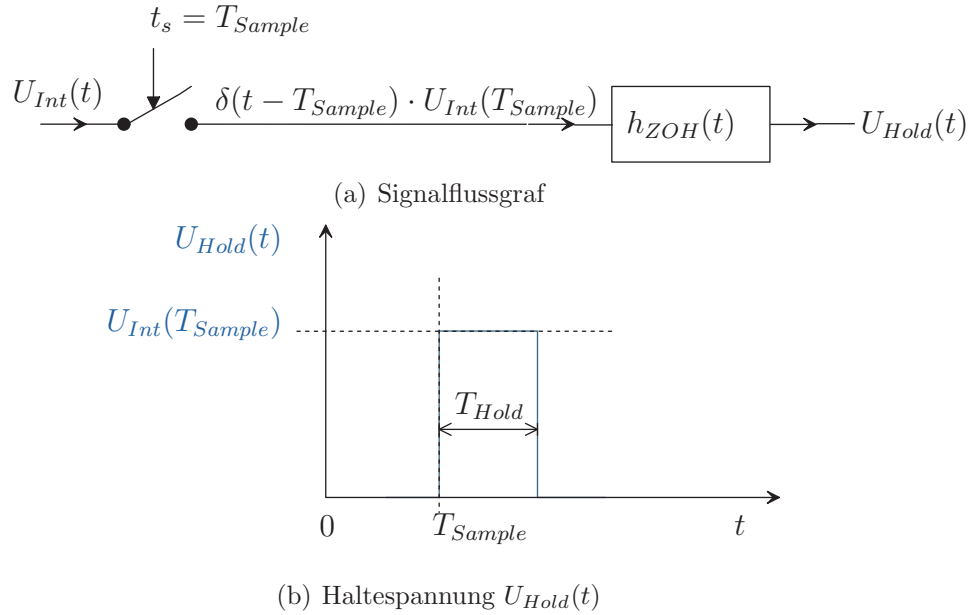


Abbildung 48: Ideales Abtast-Halte-Glied

Während des Integrationszyklus ohne Laserlichtbestrahlung a) sinkt die Photodiodenspannung linear, wenn von einem konstanten Hintergrundlicht ausgegangen wird, siehe auch Abb. 47(a). Im Integrationszyklus mit Laserlichtbestrahlung b) treten das Hintergrundlicht und der Laserpuls zusammen auf. Die Integrationsspannungen  $U_{Int,HL}(t)$  und  $U_{Int,L}(t)$  überlagern sich mit der Referenzspannung. Der Verlauf der Photodiodenspannung  $U_{PD}(t)$  ist von der zeitlichen Position des Laserpulses abhängig, siehe Abb. 47(b) und Abb. 47(c).

Die Kondensatoren der Buffer-Stufen halten die abgetastete Spannung für die Zeit  $T_{Hold}$ , siehe Abb. 48(b). Das Abtast-Halte-Glied modellieren die DIRAC-Funktion und das Zero-Order-Hold-Glied mit seiner Stoßimpulsantwort

$$h_{ZOH}(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Hold}}{T_{Hold}}\right).$$

Der Signalgraf des Abtast-Halte-Gliedes nach [22], siehe auch Abb. 48(a), erzeugt ein ideales Rechtecksignal mit der Impulsdauer  $T_{Hold}$  und dem Spannungsabtastwert  $U_{Int}(t = T_{Sample})$  als Amplitude, siehe Abb. 48, Anhang B.4.

$$\begin{aligned} U_{Hold}(t) &= (U_{Int}(T_{Sample}) \cdot \text{Sample}(t - T_{Sample})) * h_{ZOH}(t) \\ &= U_{Int}(t = T_{Sample}) \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Hold} - T_{Sample}}{T_{Hold}}\right) \end{aligned}$$



#### 4.4.4 CDS-Stufe

Nach dem S&H-Glied schließt sich die CDS-Stufe an, siehe Abb. 43. Sie eliminiert das Hintergrundlicht und die Referenzspannung aus dem Spannungsabstastwert. Das *Correlated-Double-Sampling* (CDS) eignet sich des weiteren zum Filtern niederfrequenter Rauschanteile. Ein CDS-Zyklus besitzt die Periodendauer von  $T_{CDS}$ .

Das S&H-Glied realisiert eine pulsamplitudenmodulierte Rechtecksignalfolge am Eingang der CDS-Stufe. Die Eingangsspannung der CDS-Stufe wird durch die Rechtecksignalfolge  $U_{CDS,In} \left( \frac{t_m}{T_{CDS}} \right)$  modelliert. Der Spannungswert der Amplitude ändert sich periodisch zwischen  $U_{PD,HL}$  und  $U_{PD,HL+L}$ , siehe auch Abb. 49. Die Spannungsimpulse treten bei  $t_m$  im äquidistanten Zeitabstand  $T_{Sample} = \frac{1}{2} \cdot T_{CDS}$  auf. Die Zeitpunkte  $t_m$  wurden auf die Periodendauer des CDS-Zyklus  $T_{CDS}$  normiert.

$$\frac{t_m}{T_{CDS}} = m \quad \text{für} \quad m = [0; M - 1]$$

Die CDS-Stufe führt den Integrationszyklus a), nur Hintergrundlichtbestrahlung (HL) und den Integrationszyklus b), Hintergrund- und Laserlichtbestrahlung (HL+L), abwechselnd durch.

a) Integrationszyklus mit HL

$$U_{PD,HL} = U_{Ref} - U_{Int,HL}(m) \quad (82)$$

b) Integrationszyklus mit HL+L

$$U_{PD,HL+L} = U_{Ref} - \left( U_{Int,HL} \left( m - \frac{1}{2} \right) + U_{Int,L} \left( m - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (83)$$

Das Netzwerk der CDS-Stufe kann durch ein nichtrekursives Filter beschrieben werden, das bei Erregung mit der Eingangsfolge  $U_{CDS,In}(m)$  entsprechend mit der folgenden Differenzen-Gleichung mit der Ausgangsfolge

$$U_{CDS,Out}(m) = -v_{CDS} \cdot \left( U_{CDS,In}(m) - U_{CDS,In} \left( m - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (84)$$

reagiert. Ihre ausführliche Herleitung befindet sich im Anhang C.3.

Die z-Transformation der Elemente der Differenzen-Gleichung 84 liefert das Betragsquadrat  $|\underline{H}_{CDS}(z)|^2$  der komplexen Übertragungsfunktion der CDS-Stufe. Die dafür notwendigen Umformschritte werden im Anhang C.4 aufgeführt.

$$|\underline{H}_{CDS}(z)|^2 = \left| \frac{\underline{U}_{CDS,Out}(z)}{\underline{U}_{CDS,In}(z)} \right|^2 = 4 v_{CDS}^2 \sin^2 \left( 2\pi f_t \frac{T_{CDS}}{4} \right) \quad (85)$$

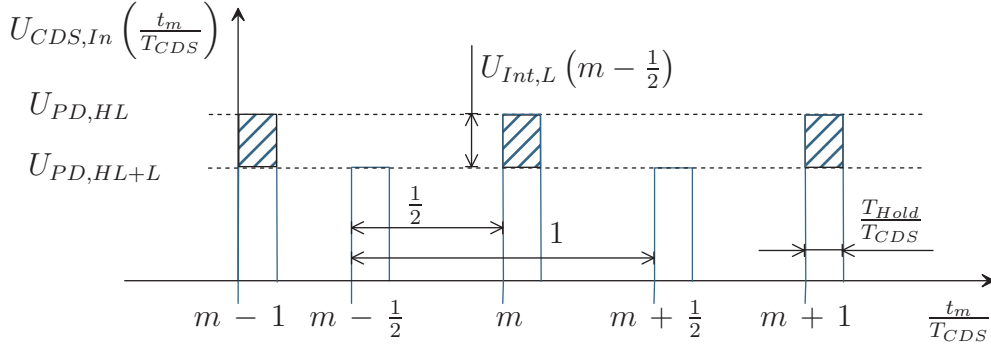


Abbildung 49: Pulsamplitudenmodulierte Rechteckimpulsfolge am Eingang der CDS-Stufe

$|\underline{H}_{CDS}(z)|^2$  (Gl. 85) ist eine periodische Bandpassfunktion, die alle Gleichspannungs-Offsets, den Einfluss der Hintergrundbestrahlung und niederfrequentes Rauschen unterdrückt. Niederfrequentes Rauschen äußert sich als zeitlich langsam ändernde Offset-Spannung  $U_{Offset}$ . Ihre zeitliche Spannungsänderung in Bezug auf benachbarte Amplituden erfolgt so langsam, dass sie innerhalb eines CDS-Zyklus als konstant angenommen werden kann. Sie liefert damit keinen Beitrag zu  $U_{CDS,out}$ . Die Bandbegrenzung des niederfrequenten Rauschens liegt für

$$U_{Offset} = \text{konst. bei } f_{t,LowNoise} \ll \frac{1}{T_{CDS}}.$$

Die Analyse eines CDS-Schaltkreises für CCD-Baugruppen fand schon in [45] statt. Die Berechnungsverfahren stützten sich auf einen Signalflussgrafen mit einem Delay-Element und einer Subtraktionsstelle. Dieses Signalmmodell wurde auf die CDS-Stufe des Pixelschaltkreises mit seiner abgeleiteten Zustandsgleichung 84 angewandt und modifiziert in Abb. 50 dargestellt.

Die Eingangssignalfunktion zeigt Abb. 49. Die Ladungsmenge wird zum Zeitpunkt  $\frac{1}{2}T_{CDS}$  auf dem Feedback-Kondensator  $C_2$  der CDS-Stufe zwischengespeichert. Im Signalflussgrafen der Abb. 50 entspricht das einer zeitlichen Verzögerung mit dem Signaloperator  $D^{-\frac{1}{2}T_{CDS}} \{ \dots \}$ . Die Spannungsdifferenz zwischen den Integrationszyklen a) und b) bildet das Subtraktionsglied. Der Signalprozess endet mit der Verstärkung  $-v_{CDS}$  der Differenzspannung.

$$U_{CDS,out}(m) = -v_{CDS} \cdot (U_{CDS,In}(m) - U_{CDS,In}(m - \frac{1}{2})) \quad (86)$$

$$= -v_{CDS} \cdot (U_{PD,HL} - U_{PD,HL+L}) \quad (87)$$

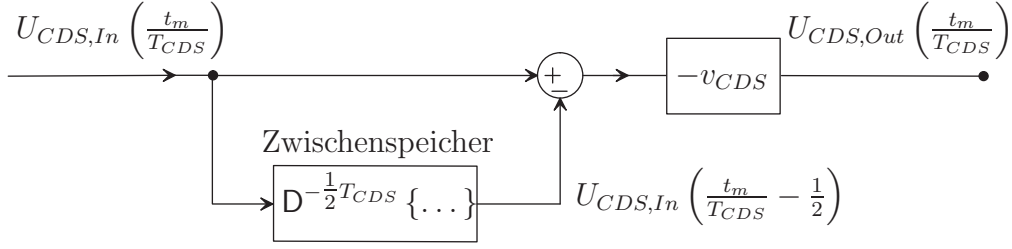


Abbildung 50: Signalflussgraf der CDS-Stufe

In der Spannungsdifferenz aus Gl. 87 heben sich die gleichgroßen Integrationsspannungen des HLs zum Abtastzeitpunkt  $U_{Int,HL}(t = T_{Sample})$  bei aufeinanderfolgenden Integrationszyklen auf, siehe auch Gl. 82, 83, 80, 81.

$$0 = U_{Int,HL}(t = T_{Sample}) - U_{Int,HL}(t = T_{Sample})$$

Das Ausgangssignal  $U_{CDS,Out}\left(\frac{t_m}{T_{CDS}}\right)$  (Abb. 50) stellt zugleich das Pixel-Ausgangssignal dar, so dass sich nach einem CDS-Zyklus für  $U_{CDS,Out}$  die Pixelspannung  $U_{Pixel}$  ergibt. Ihr Spannungswert ist die verstärkte Integrationsspannung des Laserlichts zum Abtastzeitpunkt.

$$U_{Pixel} = v_{CDS} \cdot U_{Int,L}(t = T_{Sample})$$

#### 4.4.5 Quantisieren der Pixelspannung

Am Ausgang des Pixelschaltkreises  $(m, n)$  tritt die Pixelspannung  $U_{Pixel}^{(m,n)}$  auf, siehe auch Abschnitt 4.2. Der Auslesevorgang ordnet die Pixelspannung der jeweiligen Amplitude in einem pulsamplitudenmodulierten Signal (PAM-Signal) zu. Die Symmetriestufe passt das PAM-Signal an den differentiellen Eingang des ADUs an. Für die verstärkte Ausgangsspannung des Pixelschaltkreises  $(m, n)$  gilt:

$$U_{ADU}^{(m,n)} = v_{Sym} \cdot U_{Pixel}^{(m,n)}$$

Der Analog-Digital-Umsetzer (ADU) wandelt die von der Symmetriestufe verstärkte analoge Amplitude des PAM-Signals des Pixels  $(m, n)$  in den quantisierten Spannungswert  $U_{Qu}^{(m,n)}$  um. Die Quantisierungskennlinie aus Abb. 28 beschreibt diese nicht eindeutige Abbildung des ADUs, siehe Gl. 50. Zur vereinfachten Abbildung kann die folgende Gleichung angenommen werden.

$$U_{Qu}^{(m,n)} = v_{ADU} \cdot U_{ADU}^{(m,n)} = v_{ADU} \cdot v_{Sym} \cdot U_{Pixel}^{(m,n)} \quad (88)$$

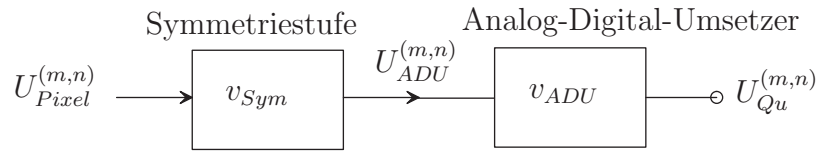


Abbildung 51: Vereinfachter Signalpfad der Symmetriestufe und des Analog-Digital-Umsetzers

Der Codierer gibt den quantisierten Spannungswert  $U_{Qu}^{(m,n)}$  als Binärzahl aus. Der PC wandelt die Quantisierungsspannungswerte zur Ausgabe und Anzeige in eine Dezimalzahl um.

Sowohl die Symmetriestufe als auch der ADU verstärken das PAM-Signal und damit die Pixelspannung. Die Verstärkungen  $v_{Sym}$  und  $v_{ADU}$  der beiden Baugruppen wurden experimentell ermittelt, siehe Abschnitt 4.2.1.

Es wird ein vereinfachter Signalpfad zwischen dem Pixelausgang  $U_{Pixel}^{(m,n)}$  und dem Ausgang des ADUs  $U_{Qu}^{(m,n)}$  angegeben, der die Verstärkungen der Symmetriestufe und des ADUs berücksichtigt, siehe Abb. 51. Zur besseren Lesbarkeit fällt der hochgestellte Klammerausdruck  $(m,n)$  an physikalischen Größen in den folgenden Kapiteln weg.

## 4.5 Das deterministische Signalmodell der Kamera

In den vorherigen Abschnitte 4.3 und 4.4 wurden die optischen und elektrischen Signalprozesse analysiert. Dabei wurden optische und elektrische Signalmodelle aufgestellt. In diesem Kapitel wird ein Signalmodell für die Kamera angestrebt, dass den Spannungswert am Ausgang des ADUs in Abhängigkeit von

- 1) dem zeitlichen Verlauf der Bestrahlungsstärke der Szene  $\hat{E}_{L,Szene}$  und
- 2) der zeitlichen Verzögerung  $\tau$  des 30ns-Laserpulses gegenüber seinem Startzeitpunkt bei Ankunft am Sensor

beschreibt. Bisherige Entwürfe des MDSI- und DCSI-Verfahrens beruhen unter anderem auf theoretischen Überlegungen zu einem idealen Integrations- und Abtastvorgang. Das hier vorgestellte deterministische Signalmodell beinhaltet eine detaillierte signaltheoretische Beschreibung des gesamten CDS-Zyklus. Es berücksichtigt sowohl ideale als auch messtechnisch ermittelte (reale) Signalverläufe.

### 4.5.1 Ideale Signalfunktionen und Signaloperationen

Der Signalprozess zur Integration des Laserlichts nach Gl. 75 ist der Ausgangspunkt zur Bildung eines deterministischen Signalmodells. Die wesentlichen Signalfunktionen sind in Abb. 52(a) dargestellt. Der Laserpuls ist mit  $-\tau$  nach links bzw. mit  $+\tau$  nach rechts bezüglich des Integrationsbeginns verschiebbar <sup>‡</sup>.

$$\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (\pm\tau)) = \hat{E}_{L,Sensor} \cdot \underbrace{rect\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Puls} - (\pm\tau)}{T_{Puls}}\right)}_{E_L(t-(\pm\tau))} \quad (89)$$

Nach Gl. 59 vermindert sich die Bestrahlungsstärke des Laserpulses auf der Szene um  $k_{Opt}$  gegenüber der Bestrahlungsstärke des Laserpulses am Sensor. Dieser Umstand überträgt sich auf die Amplitude der Bestrahlungsstärke am Sensor.

$$\hat{E}_{L,Sensor} = k_{Opt} \cdot \hat{E}_{L,Szene}$$

---

<sup>‡</sup> $\tau$  fungiert hier als Parameter, welcher eine zeitliche Verschiebung bei den Signalfunktionen entlang der Zeitachse bewirkt.

Das Faltungsintegral aus Gl. 77 beschreibt die Integration des Laserpulses. Diese Signalabbildung faltet die Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$ , Gl. 71, und verschiebt sie um  $t$  entlang der  $\xi$ -Achse<sup>§</sup>, siehe auch Abb. 52(b).

$$\tilde{w}_{Akk}(t - \xi) = \hat{w}_{Akk} \cdot \text{rect} \left( \frac{t - \xi - \frac{1}{2}T_{Akk}}{T_{Akk}} \right) \quad (90)$$

Die gefaltete und um  $t$  zeitverschobene Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t - \xi)$  führt mit dem um  $\pm\tau$  zeitverschobenen Laserpuls  $\tilde{E}_{L,Sensor}(\xi - (\pm\tau))$  auf das Signalprodukt in Gl. 91. Da die Integrationsfunktion und der Laserpuls zeitbegrenzte Signale sind, ist auch ihr Signalprodukt zeitbegrenzt, siehe auch Abb. 52(b).

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{L,Sensor}(\xi - \tau) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) = \\ \left( \hat{E}_{L,Sensor} \cdot \hat{w}_{Akk} \right) \cdot \left\{ \begin{array}{lll} 1 & \text{für} & -\tau \leq t \leq T_{Puls} - \tau \\ 1 & \text{für} & \tau \leq t \leq \tau + T_{Puls} \\ 0 & \text{sonst} & \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (91)$$

Die Integration des Signalprodukts nach Gl. 77 ergibt die Spannungsfunktion  $U_{Int,L}(t, \pm\tau)$  mit dem Parameter der Verschiebungszeit  $\tau$ . Durch Multiplikation mit der Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  nach Gl. 79 und Integration von  $0 \leq t \leq T_{Akk}$  wird ein Abtastwert der Integrationsspannung für die Verschiebungszeit  $\tau$  des Laserpulses erzeugt.

$$U_{Int,L}(t = T_{Sample}, \pm\tau) = \int_0^{T_{Akk}} U_{Int,L}(t, \pm\tau) \cdot Sample(t - T_{Sample}) dt \quad (92)$$

$$= \int_0^{T_{Sample}} \tilde{E}_{L,Sensor}(\xi - \tau) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \quad (93)$$

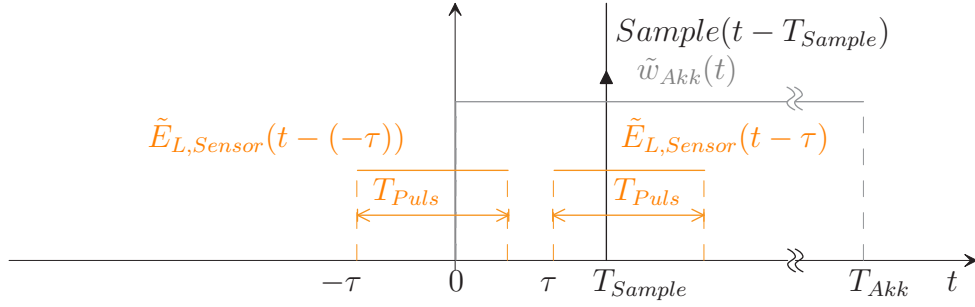
Aus der Gl. 93 und unter Berücksichtigung der Verstärkung der CDS-Stufe  $v_{CDS}$  kann  $f_{Sample}$  als die Abbildung der Menge der Verschiebungszeiten  $\tau$  auf die Menge der Abtastwerte  $U_{Int,L}(t = T_{Sample}, \tau)$  definiert werden.

$$f_{Sample} : \tau \rightarrow f_{Sample}(\tau) = v_{CDS} \cdot U_{Int,L}(t_s = T_{Sample}, \tau) \quad (94)$$

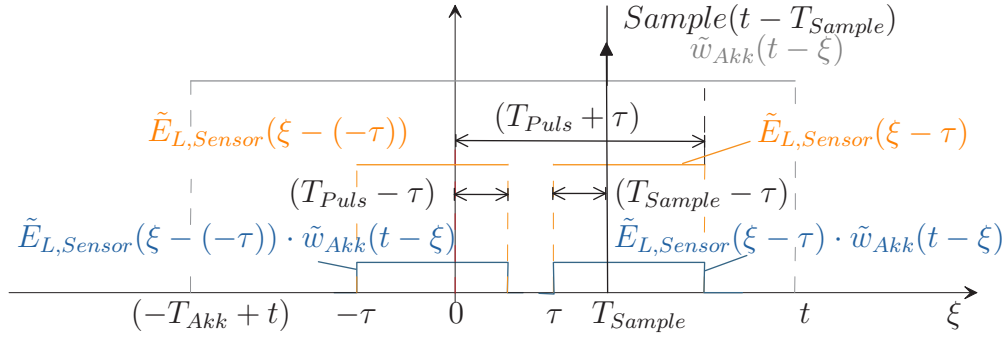
$$= U_{Sample}(\tau, T_{Sample}) \quad (95)$$

---

<sup>§</sup>Bei der Faltungsoperation wird die Integrationsvariable mit  $\xi$  bezeichnet und  $t$  als Integrationsbereich geführt [22].



(a) Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  mit  $T_{Akk} \geq T_{Sample}$ , zeitverschobener Laserpuls  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (\pm\tau))$ , und Abtastdistribution  $Sample(t - T_{Sample})$



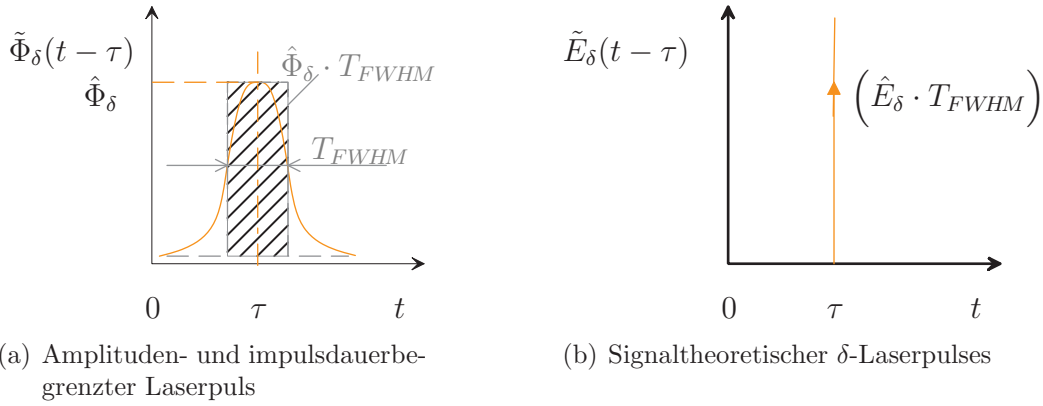
(b) Zeitverschobene Laserpulse  $\tilde{E}_L(\xi - (\pm\tau))$ , gefaltete Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t - \xi)$  und Signalprodukt  $\tilde{E}_L(\xi - (\pm\tau)) \cdot \tilde{w}_{Int}(t - \xi)$

Abbildung 52: Ideale Signalfunktionen der Integration eines rechteckförmigen Laserpulses

Nach einem CDS-Zyklus ist die Spannung des Hintergrundlichts  $U_{Int,HL}$  nach Gl. 87 eliminiert, so dass hier nur noch  $U_{Int,L}(t = T_{Sample}, \tau)$  auftritt. Die Abbildung  $f_{Sample}(\tau)$  heißt Spannungsabtastwertefunktion  $U_{Sample}(\tau, T_{Sample})$  mit der abhängigen Variablen  $\tau$ . Ihre Spannungsabtastwerte entsprechen theoretisch  $U_{Pixel}$  am Ausgang des Pixelschaltkreises.

Die Abtastzeit beträgt  $T_{Sample} \leq \frac{1}{2}T_{CDS}$ . Der Definitionsbereich der Verzögerungszeit beträgt für ideale Signalfunktionen

$$\tau = [-T_{Puls}; T_{Sample}].$$

Abbildung 53: Endlicher  $\delta$ -Laserpuls

#### 4.5.2 Ableiten des idealen Integrationsfensters

Die Spannungsabtastwertfunktion  $U_{Int,L}(t = T_{Sample}, \pm\tau)$  aus Gl. 94 bzw. Gl.92 beinhaltet das Faltungsintegral. Wird theoretisch ein DIRAC-Impuls als Signalfunktion für den Laserpuls angenommen, so müsste sich aufgrund seiner Ausblendeigenschaft eine Spannungsabtastwertfunktion nach Gl. 93 ergeben, die im Bereich  $0 \leq \tau \leq T_{Sample}$  die Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  wiedergibt (ideales Integrationsfenster).

Dazu wird der signaltheoretische Bestrahlungsstärkeimpuls  $\delta^{(\tilde{E})}(t)$  eingeführt. Er setzt sich aus dem Produkt seiner theoretischen Impulsfläche  $A_{Impuls}^{(\tilde{E} \cdot T)}$  und dem DIRAC-Impuls  $\delta(t)$  zusammen. Es handelt sich um dimensionsbehaftete Signalfunktionen und Größen, die sich in Analogie zu dem Spannungsimpuls aus dem Abschnitt 2.1.1 nach [20] ergeben.

$$\delta^{(\tilde{E})}(t) = A_{Impuls}^{(\tilde{E} \cdot T)} \cdot \delta(t) \quad \text{mit den Einheiten:}$$

$$\left[ \delta^{(\tilde{E})}(t) \right] = 1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad \left[ A_{Impuls}^{(\tilde{E} \cdot T)} \right] = 1 \frac{\text{W} \cdot \text{s}}{\text{m}^2} \quad [\delta(t)] = \frac{1}{\text{s}}$$

In der Praxis stehen nur Laserpulse mit endlicher Amplitude und endlicher Impulsdauer zur Verfügung, siehe Abb. 53(a). Aus der maximalen Strahlungsleistung am Pixel  $\hat{\Phi}_\delta$ , der Photodiodenfläche  $A_{PD}$  und der mittleren Impulsdauer  $T_{FWHM}$  wird die Impulsfläche abgeschätzt (engl.: Estimation).

$$A_{Impuls,Est}^{(\tilde{E} \cdot T)} = \underbrace{\frac{\hat{\Phi}_\delta}{A_{PD}}}_{=\hat{E}_\delta} \cdot T_{FWHM}$$



Das Produkt aus abgeschätzter Impulsfläche und DIRAC-Impuls beschreibt den *endlichen  $\delta$ -Laserpuls* signaltheoretisch, siehe auch Abb. 53(b).

$$\tilde{E}_\delta(t - \tau) = A_{Impuls, Est}^{(\tilde{E} \cdot T)} \cdot \delta(t - \tau) = \hat{E}_\delta \cdot T_{FWHM} \cdot \delta(t - \tau) \quad (96)$$

Der endliche  $\delta$ -Laserpuls aus Gl. 96 vereinfacht das Faltungsintegral in Gl. 97. Die einzelnen Signalfunktionen zeigt Abb. 54(a).

$$U_{Sample}(\tau, T_{Sample}) = v_{CDS} \cdot \int_0^{T_{Sample}} \tilde{E}_\delta(\xi - \tau) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \quad (97)$$

$$= \underbrace{v_{CDS} \cdot \hat{E}_\delta \cdot T_{FWHM} \cdot \hat{w}_{Akk}}_{\hat{U}_{Akk}} \cdot \quad (98)$$

$$\int_0^{T_{Akk}} w_{Akk}(t - \tau) \cdot Sample(t - T_{Sample}) dt \quad (99)$$

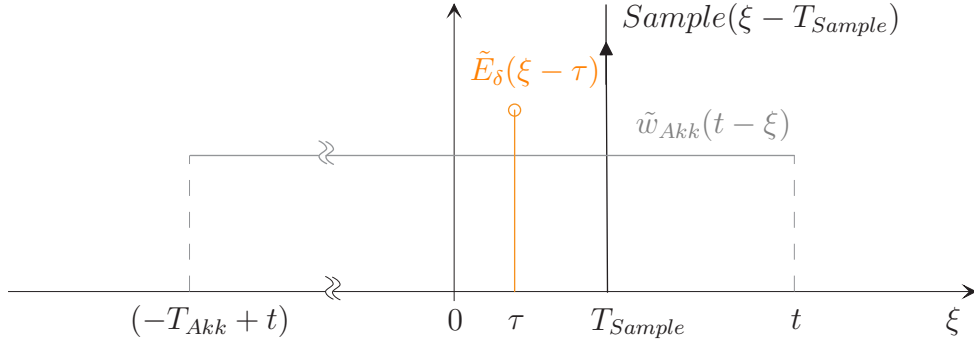
$$= \hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t = T_{Sample} - \tau) \quad \text{für } 0 \leq \tau \leq T_{Sample} \quad (100)$$

Die Ausblendeigenschaft des um  $\tau$  zeitverschobenen DIRAC-Impulses bewirkt, dass die um  $\tau$  zeitverschobene Signalfunktion  $\hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t - \tau)$  entsteht. Um so größer die zeitliche Verschiebung  $\tau$  ist, um so mehr schiebt sich  $\hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t - \tau)$  über den Abtastzeitpunkt  $T_{Sample}$ . Die Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  tastet zum Abtastzeitpunkt  $T_{Sample}$  einen Spannungswert ab. Die Abtastfunktion erfasst die Spannungsabtastwerte im Abstand  $T_{Sample} - \tau$  von der Anstiegsflanke der Spannungsintegrationsfunktion, siehe Abb. 54(b).

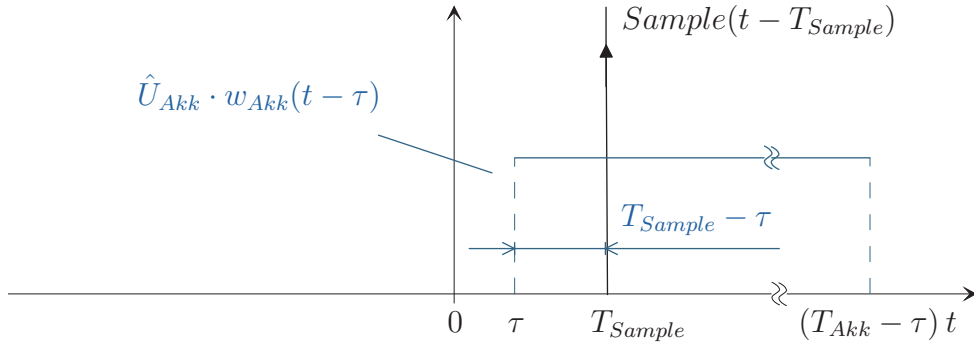
Die Zuordnung zwischen dem Spannungsabtastwert und der Verzögerungszeit  $\tau$  nach Gl. 98 beschreibt die Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t = T_{Sample} - \tau)$  für  $0 \leq \tau \leq T_{Sample}$ , siehe auch Abb. 54(c). Das Produkt aus den Amplituden der Signalfunktionen und der CDS-Verstärkung bildet die Spannungsamplitude  $\hat{U}_{Akk}$  in Gl. 100.

Die Spannungsabtastwertefunktion geht aus der rechteckförmigen Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$ , dem endlichen  $\delta$ -Laserpuls  $\tilde{E}_\delta(t - \tau)$  und der Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  hervor (ideale Signalfunktionen). Durch die Normierung von  $U_{Sample}(\tau, T_{Sample})$  auf ihre Amplitude  $\hat{U}_{Akk}$ , Gl. 100, entsteht für  $0 \leq \tau \leq T_{Sample}$  die normierte abgetastete ideale Integrationsfunktion

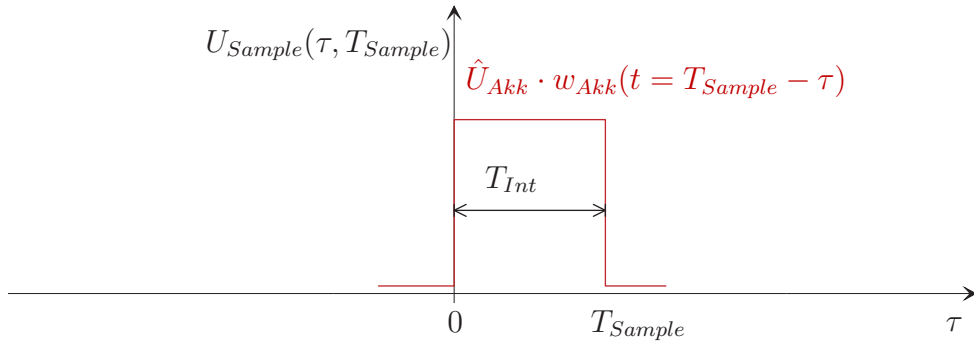
$$\frac{U_{Sample}(\tau, T_{Sample})}{\hat{U}_{Akk}} = w_{Akk}(t = T_{Sample} - \tau) = w_{Int, ideal}(\tau). \quad (101)$$



(a) Gefaltete und um  $t$  zeitlich verschobene Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t - \xi)$ , zeitverschobener  $\delta$ -Laserpuls  $\tilde{E}_\delta(\xi - \tau)$ , und Abtastfunktion  $Sample(\xi - T_{Sample})$



(b) Signalfunktionen  $\hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t - \tau)$  und Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$



(c) Spannungsabtastwertefunktion für einen zeitlich verzögerten  $\delta$ -Laserpuls

Abbildung 54: Abtasten der Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$

Durch das zeitliche Verschieben des endlichen  $\delta$ -Laserpulses im Zeitbereich  $0 \leq \tau \leq T_{Sample}$  können normierte Abtastwerte der Integrationsfunktion  $w_{Akk}(t - \tau)$  gewonnen werden. Die Abb. 54(b) zeigt den Zusammenhang zwischen der zeitlichen Verzögerung  $\tau$  und der Zeit  $t$  im Argument der Integrationsfunktion  $w_{Akk}(t = T_{Sample} - \tau)$ . Es wird deutlich, dass die Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  die Signalfunktion  $\hat{U}_{Akk} \cdot w_{Akk}(t - \tau)$  von dem Abtastzeitpunkt  $t = T_{Sample}$  rückwärts bis zum Integrationsbeginn  $t = 0$  abtastet. Da es sich bei  $w_{Akk}(t)$  laut Gl. 71 um eine ideale rechteckförmige Signalfunktion handelt, entsteht für  $w_{Int,ideal}$  eine ideale rechteckförmige Signalfunktion mit der Impulsdauer  $T_{Int} = T_{Sample}$ . Die Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  liefert die Amplitude  $\hat{w}_{Int} = \hat{w}_{Akk}$  gemäß Gl. 71, so dass die Signalfunktion als *zeit- und wertekontinuierliches (digitales) ideales Integrationsfenster* abgeleitet werden kann.

$$\tilde{w}_{Int,ideal}(t) = \hat{w}_{Int} \cdot w_{Int,ideal}(t) = \hat{w}_{Akk} \cdot rect\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Int}}{T_{Int}}\right) \quad (102)$$

### 4.5.3 Bestimmen des realen Integrationsfensters

Die normierte Spannungsabtastwertefunktion  $\frac{U_{Pixel}(\tau_n)}{U_{Pixel,max}}$  aus den Voruntersuchungen, Abb. 37, zeigt einen sehr starken nichtlinearen Verlauf. Es deutet sich damit an, dass der nichtlineare Verlauf nicht allein durch den nicht rechteckförmigen Laserpuls aus Abb. 35 hervorgerufen werden kann. Vermutlich ist das durch den Pixelschaltkreis realisierte Integrationsfenster ebenfalls nicht rechteckförmig wie bisher angenommen bzw. das zuvor signaltheoretisch abgeleitet wurde.

#### a) Entwickeln der Abtastverfahren

Den Ausgangspunkt bilden die theoretischen Betrachtungen zum Ableiten des idealen Integrationsfensters  $w_{Int,ideal}(t)$  durch Ausnutzen der Ausblendeneigenschaft des im  $\delta$ -Laserpuls enthaltenen DIRAC-Impulses, siehe vorherigen Abschnitt 4.5.2. Aus einem amplituden- und impulsdauerbegrenzten Laserpuls wurde der endliche  $\delta$ -Laserpuls definiert, der technisch kurze, amplitudenbegrenzte Laserpulse besser wiedergibt als der rein theoretische DIRAC-Impuls.

Der technisch sehr kurze 5ps-Laserpuls wurde für die Aufnahme der Impulsantwort eines CMOS-Detektors in [46] eingesetzt. In [47] konnten durch

Bilden der Faltungsumkehroperation der Systemantwort die Messsystemeinflüsse separiert werden. Anwendung fand ein optischer Puls mit  $T_{FWHM} < 3ps$ .

Der Pixelschaltkreis erzeugt nach einem CDS-Zyklus einen Spannungsabstastwert. In jedem CDS-Zyklus kann der Laserpuls immer nur eine bestimmte zeitliche Verschiebung in Bezug zum Integrationsbeginn einnehmen. Mit dem Übergang von einem zeitkontinuierlichen Argumentevorrat  $\tau$  auf einen zeitdiskreten Argumentevorrat  $\tau_n = n \cdot \Delta\tau$  entstehen die Spannungsabstastwerte  $U_{Sample}(\tau_n)$  im äquidistanten zeitlichen Abstand  $\Delta\tau$ . Der Einsatz eines *realen endlichen  $\delta$ -Laserpulses* muss der Bedingung

$$T_{FWHM} \leq \Delta\tau$$

genügen, siehe Abb. 56. Ist dagegen die mittlere Laserpulsdauer  $T_{FWHM}$  des realen  $\delta$ -Laserpulses größer als der äquidistante zeitliche Abstand  $\Delta\tau$ , würde über mehr als ein  $\Delta\tau$  integriert werden. Die Abbildung eines solchen abgetasteten Spannungswertes auf die Verzögerungszeit  $\tau_n$ , würde nicht mehr dem integralen Wert innerhalb von  $\Delta\tau$  entsprechen.

Durch Normieren der zeitdiskreten Spannungsabstastwertefunktion  $U_{Sample}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int})$  auf ihre Amplitude  $\hat{U}_{Akk}$  entsteht als Ergebnis die wertenormierte zeitdiskrete ideale Integrationsfensterfunktion.

$$\tau \rightarrow \tau_n = n \cdot \Delta\tau \quad n = [1; N] \quad (103)$$

$$\frac{U_{Sample}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int})}{\hat{U}_{Akk}} = w_{Int,ideal}(\tau_n) \quad (104)$$

Ausgehend von den signaltheoretischen Betrachtungen zum Abtasten des idealen Integrationsfensters, den Beispielen der Fachliteratur und dem Übergang auf einen zeitdiskreten Argumentevorrat lässt sich die nachstehende Methode zum Abtasten des realen Integrationsfensters im Pixelschaltkreis formulieren:

Wird die Photodiode mit einem Laserpuls ( $T_{FWHM} \leq \Delta\tau$ ) bestrahlt, der in jedem CDS-Zyklus um die Zeitdifferenz  $\Delta\tau$  gegenüber der zeitlichen Verzögerung  $\tau_{n-1}$  des vorherigen CDS-Zyklusses verschoben ist, entstehen quantisierte Spannungsabstastwerte  $U_{Qu}(\tau_n, T_{Sample})$ , die auf ihr Maximum  $U_{Qu,max}$  normiert der *zeit- und wertediskreten (digitalen) dimensionslosen realen Integrationsfensterfunktion*  $w_{Int,real}(\tau_n)$  entsprechen.

**b) Versuchsaufbau zum Abtasten verschiedener Integrationsfenster**

Das Blockschaltbild aus Abb. 55 zeigt den Versuchsaufbau. Das Hintergrundlicht  $\tilde{E}_{HL,Sensor}(t)$  tritt stetig am untersuchten Pixel (2,13) auf. Ein steuerbares Delay-Element gibt ein um  $\tau_n$  verzögertes Clock-Signal an das Lasermodul weiter. Das Clock-Signal leitet sich aus dem Taktgenerator des FPGAs ab. Das Lasermodul sendet den realen endlichen  $\delta$ -Laserpuls  $\tilde{E}_{\delta,63ps}(t - \tau_n)$  aus, siehe auch Gl. 106 und Abb. 56. Das Clock-Signal synchronisiert den um  $\tau_n$  zeitlich verschobenen Laserpuls mit dem Integrationsfenster. Am Ausgang des Pixelschaltkreises entsteht nach einem CDS-Zyklus mit der Integrationszeit  $T_{Int}$  und der zeitlichen Verzögerung  $\tau_n$  der Pixelspannungswert  $U_{Pixel,n}$ . Die Symmetriestufe verstärkt den Pixelspannungswert zu  $v_{Sym} \cdot U_{Pixel,n}$ , der ADU verstärkt und wandelt den analogen Pixelspannungswert in den Digitalwert  $U_{Qu_n}$  um. Das FPGA und die LVDS-Schnittstelle übergeben  $U_{Qu_n}$  an den Speicher im PC.

Die SIT-Software steuert den gesamten Versuchsaufbau. Bevor die Messprozedur startet, lädt die Kamera über die LVDS-Schnittstelle die Kameraparameter. Der Kameraparameter, Exposure-Time, stellt die Integrationszeit  $T_{Int}$  im Pixelschaltkreis ein und konfiguriert damit das Integrationsfenster im CDS-Zyklus. Die SIT-Software wiederholt  $N$  CDS-Zyklen. Während der Messprozedur gibt sie über einen Zähler den aktuellen Zählerwert  $n$  an die serielle Schnittstelle des PCs aus. Der Zählerwert stellt das Delay-Element auf die diskrete Verzögerungszeit  $\tau_n$  ein. Bei jedem CDS-Zyklus wird der Zählerwert  $n$  um sein Inkrement  $\Delta n$  erhöht. Wenn der  $N$ 'te Zählerwert erreicht ist, endet die Messprozedur. Die SIT-Software erzeugt im Speicher des PCs eine Zahlenreihe aus verstärkten und quantisierten Pixelspannungswerten,  $U_{Qu}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int})$ . Ihre Elemente,  $U_{Qu,n}$ , sind die quantisierten Spannungswerte, die sich aus einem CDS-Zyklus mit dem zeitverschobenen realen endlichen  $\delta$ -Laserpuls  $\tilde{E}_{\delta,63ps}(t - \tau_n)$  und der Integrationszeit  $T_{Int}$  ergeben und von dem Auswerteverfahren verarbeitet werden.

$$U_{Qu}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int}) = \{U_{Qu_1}, \dots, U_{Qu_n}, \dots, U_{Qu_N}\} \quad (105)$$

Um das Integrationsfenster möglichst genau abzutasten, wurde der endliche  $\delta$ -Laserpuls aus Abb.56 ausgewählt. Der zeitliche Verlauf der Strahlungsleistung konnte dem Datenblatt entnommen werden. Seine geringe maximale Strahlungsleistung  $\hat{\Phi}_{\delta,63ps}(t) \approx 260mW$  lässt keine indirekte Bestrahlung über eine Szene und Optik zu. Das Lasermodul ist mit seinem schmalen Strahlenbündel direkt auf das Pixel (2,13) (ohne Sensoroptik) gerichtet.

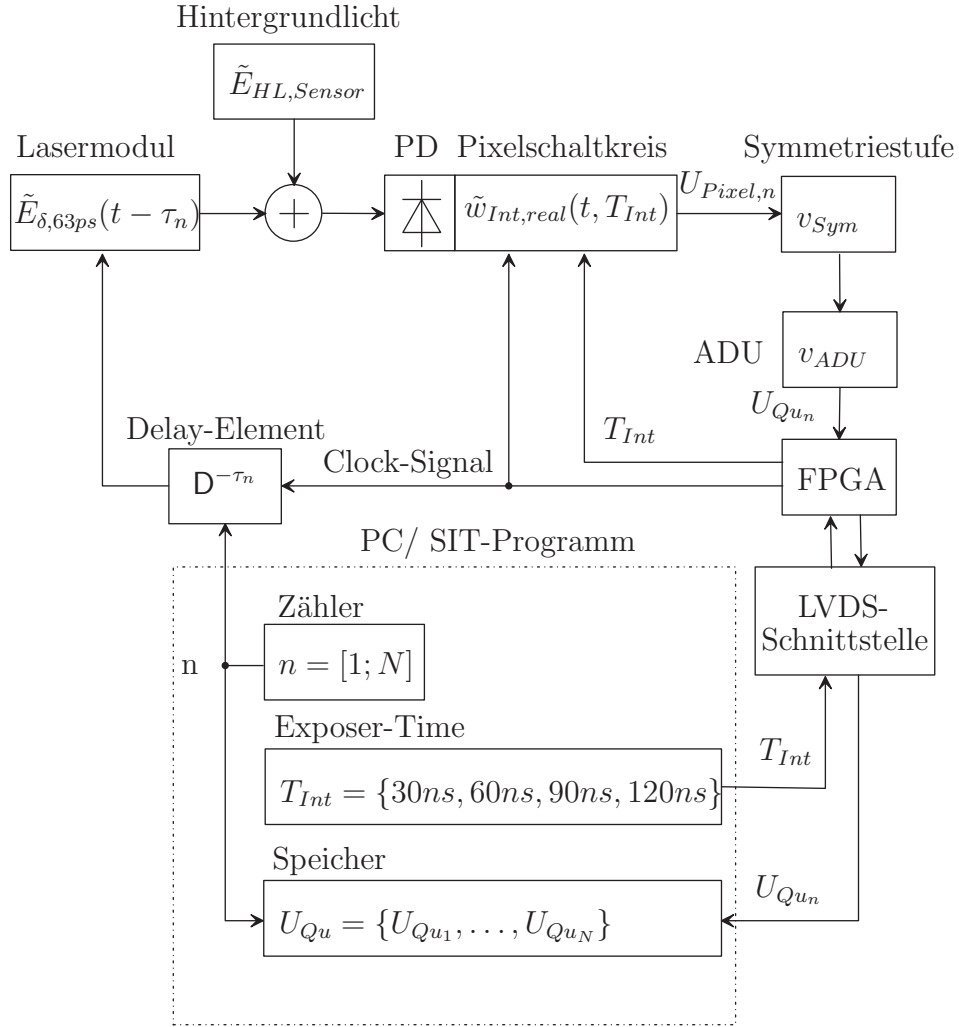


Abbildung 55: Blockschaltbild zur Aufnahme der Spannungsabstastwertefunktion  $U_{Sample}(\tau_n, T_{Int})$  des Integrationsfensters  $\tilde{w}_{Int, real}(\tau_n)$  im Pixelschaltkreis

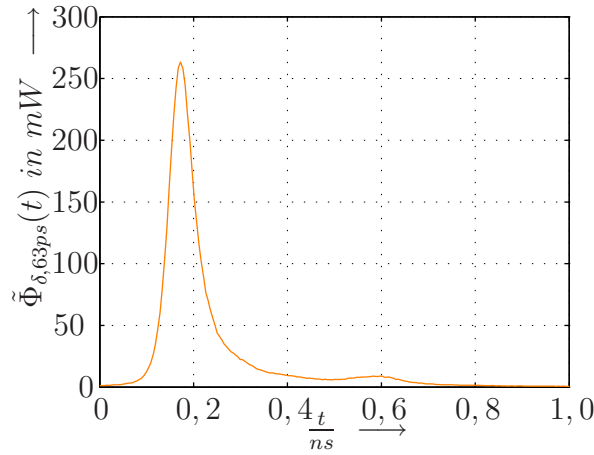


Abbildung 56: Realer endlicher  $\delta$ -Laserpuls (Datenblatt:  
 $\lambda = 896nm$ ,  $W = 25pJ$ ,  $T_{FWHM} = 63,44ps$ )

An der Sensorfläche würde theoretisch eine Bestrahlungsstärke  $\hat{E}_{\delta,63ps}$  auftreten, die sich umgekehrt proportional zu der bestrahlten Fläche auf dem Sensor  $A_{Ill,Sensor}$  verhält. Weil die Wellenlänge des sehr kurzen Laserpulses nicht im sichtbaren Bereich liegt, konnte die bestrahlte Sensorfläche nicht näher bestimmt werden.

$$\tilde{E}_{\delta,63ps}(t) = \frac{\tilde{\Phi}_{\delta,63ps}(t)}{A_{Ill,Sensor}} \quad (106)$$

Die Abb. 56 zeigt, dass der reale endliche  $\delta$ -Laserpuls nach weniger als 0,2ns seine maximale Strahlungsleistung von  $\tilde{\Phi}_{\delta,63ps}(t) \approx 260mW$  bei einer fast geradlinigen Anstiegsflanke erreicht. Die abfallende Flanke fällt anfangs auch geradlinig, sinkt aber erst nach 0,6ns vollständig auf 0mW ab. Die verbleibende Strahlungsleistung kann jedoch gegenüber der maximalen Strahlungsleistung als vernachlässigbar klein angenommen werden. Die mittlere Impulsbreite ist mit  $T_{FWHM} = 63,44ps$  wesentlich kleiner als die Verzögerungsschrittweite des Delay-Elements  $\Delta\tau = 0,25ns$ .

$$4 \cdot T_{FWHM} \approx \Delta\tau \quad (107)$$

Damit eignet sich der reale endliche  $\delta$ -Laserpuls aus Abb. 56 aufgrund seiner schmalen Impulsbreite und seiner fast symmetrischen Signalform zum Abtasten des Integrationsfensters.

## c) Versuchsdurchführung

Von besonderem Interesse sind die Integrationsfenster mit unterschiedlichen Impulslängen. Das SIT-Programm erhöht den Kameraparameter Exposure-Time und damit die Integrationszeit  $T_{Int}$  mit einer Schrittweite um 30ns.

$$T_{Int} = \{30ns, 60ns, 90ns, 120ns\} \quad (108)$$

Der CDS-Zyklus wiederholt sich  $n$  Mal, wobei sich gleichzeitig der Zählerwert um  $\Delta n = 1$  erhöht. Insgesamt werden  $N = 1086$  Abtastwerte mit einer Verzögerungsschrittweite  $\Delta\tau = 0,25ns$  aufgenommen. Die quantisierten Spannungswerte  $U_{Qu,n}$  unterliegen einer statistischen Schwankung. Durch zusätzliches arithmetisches Mitteln über  $M$  Durchläufe der Abtastprozedur sinkt ihre Streuung, so dass sich für  $M = 100$  signifikante Signalfunktionen herausbilden.

$$\mu_{U_{Qu,n},Est} = \frac{1}{100} \cdot \sum_{m=1}^{M=100} U_{Qu,(n,m)} \quad (109)$$

Mit  $\mu_{U_{Qu,n},Est}$  liegt der geschätzte arithmetische Mittelwert des  $n$ 'ten quantisierten Spannungswertes vor. Er bildet in Abhängigkeit von der eingestellten zeitlichen Verschiebung  $\tau_n$  und dem Parameter  $T_{Int}$  die Zahlenfolge der geschätzten arithmetischen Mittelwerte der Quatnisierungsspannung.

$$\mu_{U_{Qu,n},Est}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int}) = \{\mu_{U_{Qu,1},Est}, \dots, \mu_{U_{Qu,n},Est}, \dots, \mu_{U_{Qu,N},Est}\} \quad (110)$$



## d) Auswertung der Messergebnisse

Der maximale quantisierte Spannungsabstastwert  $U_{Sample}(\tau_n = \tau_{n_{max}}, T_{Sample})$  des 30ns-Integrationsfensters tritt bei einer Verzögerungszeit  $\tau_{n_{max}}$  auf. Er entspricht der zuvor theoretisch hergeleiteten Spannungsamplitude  $\hat{U}_{Sample}$  aus Gl. 98. Die Zahlenreihe  $\mu_{U_{Qu,n,Est}}(\tau_n, T_{Int})$  aus Gl. 110 ist für das jeweilige Integrationsfenster auf den maximalen quantisierten arithmetisch gemittelten Spannungsabstastwert  $\mu_{U_{Qu,max,Est,30ns}}$  des 30ns-Integrationsfensters normiert worden, siehe auch Gl. 111. Die normierten Mittelwerte sind in Abb. 57 über der eingestellten Verzögerungszeit  $\tau_n$  dargestellt.

$$w_{Int,real}(\tau_n, T_{Int}) = \frac{\mu_{U_{Qu,n,Est}}(\tau_n, T_{Sample} = T_{Int})}{\mu_{U_{Qu,max,Est,30ns}}} \quad (111)$$

Diese Normierung stellt in Analogie zu dem theoretisch abgeleiteten digitalen idealen Integrationsfenster  $w_{Int,ideal}(\tau_n)$  aus Gl. 101 das messtechnisch ermittelte digitale reale Integrationsfenster  $w_{Int,real}(\tau_n)$  dar. Der optische Proportionalitätsfaktor  $k_{Opt}$  entfällt, da eine direkte Bestrahlung ohne Optik vorliegt.

Kennzahl	Bezeichnung	Zeitbereich $\tau_n$ in ns
1	Vorintegration	50-113
2	Anstiegsflanke	113-115
3	Maximum	135
4	Mittelteil	117-132
5	Abfallende Flanke	$136+T_{Int}$ - $148+T_{Int}$

Tabelle 4: Charakteristische Bereiche der normierten realen Integrationsfensterfunktion  $w_{Int,real}(\tau_n)$

Die realen Integrationsfensterfunktionen besitzen ein Maximum und gliedern sich durch ihre unterschiedlichen Anstiege in vier charakteristische Bereiche, siehe Tabelle 4. Die zugehörigen Anstiege und das Maximum sind in der Tabelle 5 für die einzelnen Integrationsfenster gegenübergestellt.

Es tritt eine vorzeitige Integration 1) auf, bei welcher der Anstieg kontinuierlich wächst, bis er den Wert der Anstiegsflanke 2) erreicht. Die Anstiegsflanken ändern ihre Steilheit nur unwesentlich. Ein stetiger Zuwachs mit der Integrationszeit ist bei dem Maximum 3) der Integrationsfenster zu verzeichnen. Der Mittelteil 4) fällt für  $w_{Int,real}(\tau_n, T_{Int} = 30ns)$  mit  $0,016 \frac{1}{ns}$

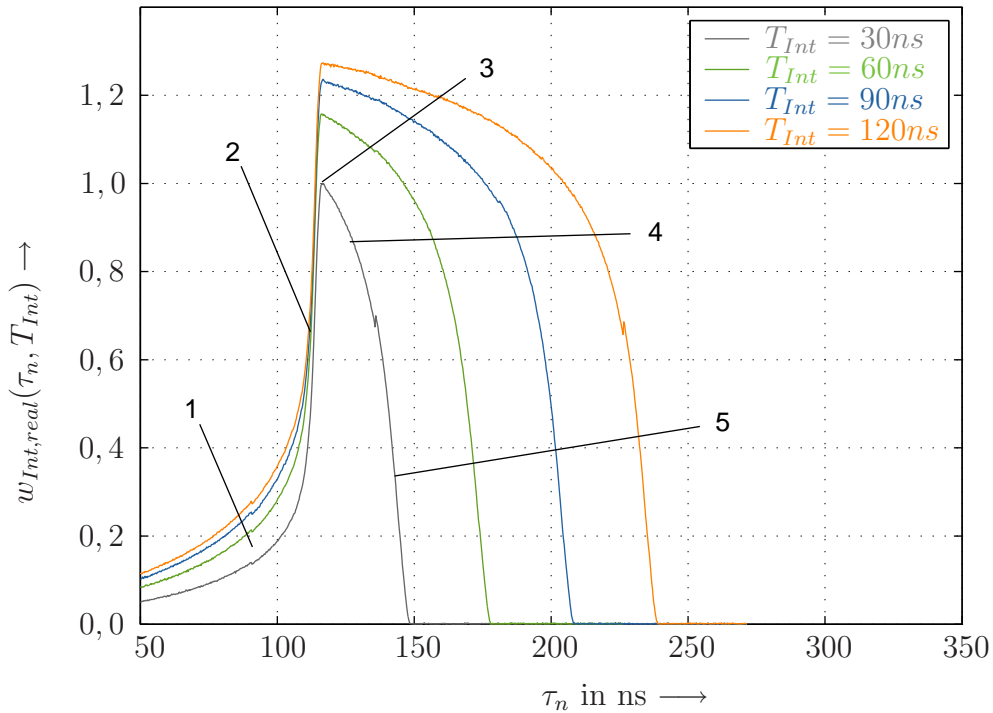


Abbildung 57: Normierte reale Integrationsfensterfunktion  $w_{Int,real}(\tau_n, T_{Int})$  für verschiedene Integrationszeiten  $T_{Int}$

stark ab. Mit zunehmender Integrationszeit verläuft das Mittelteil jedoch immer flacher. Die abfallenden Flanken 5) ändern sich im letzten Kurvenstück  $T_{Int} - 15$  ns fast linear.

Die gesamte zeitliche Länge der Integrationsfensterfunktion heißt  $T_{Fct}$  und umfasst die Vorintegration, die Anstiegsflanke, das Mittelteil und die abfallende Flanke.  $T_{Fct}$  erhöht sich für jedes abgetastete Integrationsfenster um die Differenz der Integrationszeit. Die messtechnisch aufgenommenen Integrationsfensterfunktionen erhöhen ihre zeitliche Länge um ungefähr 30 ns. Kleine Abweichungen ergeben sich aus den Schwankungen der Verzögerungsschrittweite des Delay-Elements. Sie sind jedoch so klein, dass sie auf nachfolgende Simulationen keinen Einfluss haben. Die Tabelle 6 gibt einen Überblick über die Integrationszeit  $T_{Int}$  und die gesamte zeitliche Länge der Integrationsfensterfunktion.

Die Signalform des Integrationsfensters weicht von der idealen Rechteckform ab. Wesentlich ist jedoch, dass immer eine steil abfallende Signalflanke vor-

Kennzahl	1	2	3	4	5
Integrations- Zeit $T_{Int}$ in ns	Vor- integration in 1/ns	Anstiegs- flanke in 1/ns	Maxi- mum	Mittel- teil in 1/ns	Abfallende Flanke in 1/ns
30	0,0014-0,15	0,15	1,000	0,01600	0,06
60	0,0020-0,17	0,17	1,150	0,00040	0,06
90	0,0020-0,17	0,17	1,225	0,00027	0,06
120	0,0020-0,17	0,17	1,275	0,00014	0,06

Tabelle 5: Kurvenanstiege und Maxima der normierten realen Integrationsfensterfunktion  $w_{Int,real}(\tau_n, T_{Int})$  für verschiedene Integrationszeiten  $T_{Int}$

$T_{Int}$ in ns	30	60	90	120
$T_{Fct}$ in ns	148	175	208	238

Tabelle 6: Gesamte zeitliche Länge der realen Integrationsfensterfunktion

handen ist. Damit kann ein fast senkrechtes Abschneiden des Laserpulses realisiert werden. Außerdem verläuft das Mittelteil flacher, wenn sich die Integrationszeit erhöht. Wird die Integrationszeit um 30ns erhöht, so tritt die abfallende Flanke auch um 30ns später auf.

#### 4.5.4 Signalmodell für ideale und reale Signalfunktionen

Es wird ein Signalmodell vorgestellt, dass die Quantisierungsspannung am Ausgang des ADUs sowohl für ideale als auch für reale Signalfunktionen wiedergibt. Der Nutzen liegt in der Erweiterung der bisher erstellten Signalmodelle auf krummlinige (reale) Signalverläufe des Laserpulses und des Integrationsfensters.

Die Quantisierungsspannung wird mit den Verstärkungsfaktoren der Symmetriestufe und des ADUs Ausgehend von Gl. 93 modelliert.

$$v_{Sym} \cdot v_{ADU} \cdot U_{Sample}(\tau, T_{Sample} = T_{Int}) = \int_0^{T_{Akk}} v_{Cam} \cdot \tilde{E}_{L,Sensor}(t - \tau) * \tilde{w}_{Akk}(t) \cdot Sample(t - T_{Int}) dt \quad (112)$$

Wird  $U_{Sample}(\tau, T_{Sample} = T_{Int})$  weiter aufgelöst, lässt sich die Verstärkung der CDS-Stufe gemeinsam mit den konstanten Verstärkungen der einzelnen Baugruppen zur Gesamtverstärkung der Kamera  $v_{Cam}$  zusammenfassen.

$$v_{Cam} = v_{Sym} \cdot v_{ADU} \cdot v_{CDS}$$

Das zuvor theoretisch und messtechnisch ermittelte Integrationsfenster  $w_{Int}(t)$  ersetzt die messtechnisch nur schwer zugängliche Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  im neuen Signalmodell.

### Zeitliche Umkehrung des Integrationsfensters

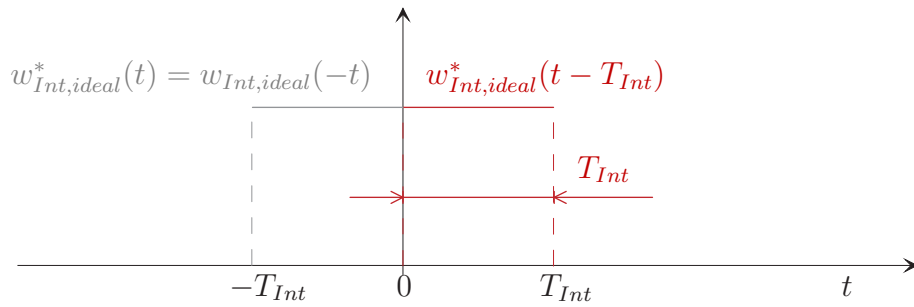
Der Abschnitt 4.5.3 beschreibt, dass sich das ideale Integrationsfenster durch Einsetzen eines endlichen  $\delta$ -Laserpulses in die Gleichung der Spannungsab-tastwertefunktion herleitet. Für das Signalmodell muss der zeitliche Verlauf der abgetasteten Integrationsfenster umgekehrt werden, damit es dem zeitlichen Verlauf der ursprünglichen Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$  folgt. Das gilt insbesondere für das in Bezug auf  $t = \frac{T_{Fct}}{2}$  unsymmetrische krummlinige Integrationsfenster.

Durch Negation der Zeitvariablen im Argument der Integrationsfensterfunktion  $w_{Int}(-t)$  entsteht die an der Ordinatenachse *gespiegelte* Integrationsfensterfunktion  $w_{Int}^*(t)$ . Da sich die Signalfunktion auf dem negativen Teil der Zeitachse befinden, muss sie an die ursprüngliche Position nach rechts entlang der Zeitachse verschoben werden. Der Verschiebungsoperator  $D^{-T_{Fct}} \{ \dots \}$  *verschiebt* die Signalfunktion um ihre gesamte zeitliche Länge  $T_{Fct}$  nach rechts, so dass sie wieder mit  $t \geq 0$  beginnt, siehe auch Abschnitt 2.1.3.

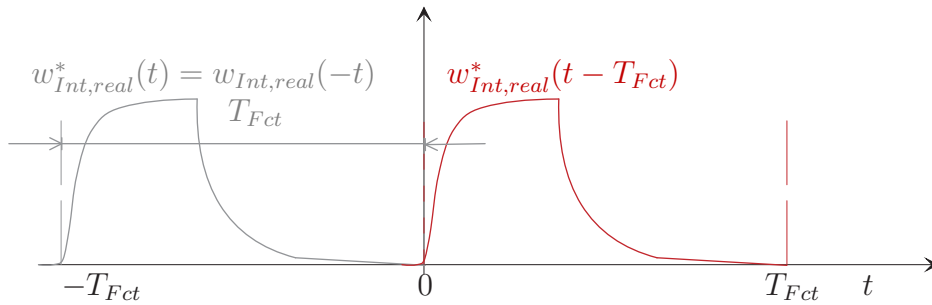
$$D^{-T_{Fct}} \{ w_{Int}^*(t) \} = w_{Int}^*(t - T_{Fct})$$

Die Signalfunktion des idealen und realen Integrationsfensters unterscheidet sich in der zeitlichen Länge, siehe auch Tabelle 6.

$$\begin{aligned} w_{Int,ideal} : \quad T_{Fct} &= T_{Int} \\ w_{Int,real} : \quad T_{Fct} &\geq T_{Int} \end{aligned}$$



(a) Ideales rechteckförmiges Integrationsfenster



(b) Reales krummliniges Integrationsfenster (skizziert)

Abbildung 58: Gefaltete und um die zeitliche Länge der Signalfunktion  $T_{Fct}$  nach rechts verschobene Integrationsfensterfunktionen

Das zeitliche Umkehren der abgetasteten Integrationsfenster ist in Abb. 58 dargestellt. Bei dem idealen Integrationsfenster ergibt sich nach dem Spiegeln und dem Verschieben kein Unterschied zur ursprünglich abgetasteten Signalfunktion, vergleiche Abb. 54(c) mit Abb. 58(a). Die Ursache liegt in der rechteckförmigen Integrationsfunktion, die sich bezüglich  $t = \frac{T_{Int}}{2}$  symmetrisch verhält.

Für das krummlinige reale Integrationsfenster treten durch das Spiegeln und das Verschieben die ansteigende und die abfallende Signalflanke im zeitlich umgekehrten Verlauf auf, vergleiche Abb. 57 mit Abb. 58(b).

#### Modellieren der Quantisierungsspannung $U_{Qu,Mod}(\tau, T_{Int})$

Die verstärkte Spannungsabstastwertefunktion aus Gl. 112 besteht unter anderem aus der Integrationsfunktion  $\tilde{w}_{Akk}(t)$ . Sie wird durch die Integrationsfensterfunktion ersetzt. Da das Integrationsfenster rückwärts abgetastet

wurde, muss das zeitlich umgekehrte Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int}^*(t - T_{Fct})$  für die Substitution verwandt werden.

Die *Faltung* (engl.: Convolution) des um  $\pm\tau$  zeitlich verzögerten Laserpulses  $\tilde{E}_{L,Sensor}(t - (\pm\tau))$  mit der Integrationfensterfunktion  $\tilde{w}_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int})$  über  $t = [0, \infty)$  erzeugt die Signalfunktion  $U_{Conv}(t - (\pm\tau), T_{Int})$  mit den Parametern  $\tau$  und  $T_{Int}$ .

$$\begin{aligned} U_{Conv}(t, \pm\tau, T_{Int}) &= \tilde{E}_{L,Sensor}(t - (\pm\tau)) * \tilde{w}_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int}) \\ U_{Conv}(t=T_{Int}, \tau=0) &= \tilde{E}_{L,Sensor}(t, \tau=0) * \tilde{w}_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int}) \end{aligned} \quad (113)$$

Die Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  tastet für den jeweiligen Integrationsvorgang zum Abtastzeitpunkt  $T_{Sample} = T_{Int}$  einen Spannungswert ab. Das MDSI-Verfahren baut auf idealen Signalfunktionen mit zwei Abtastzeitpunkten und damit zwei unterschiedlichen Integrationszeiten auf.

$$T_{Int,1} = 1 \cdot T_{Puls} \text{ und } T_{Int,2} = 2 \cdot T_{Puls}$$

Nach Gl. 112 ergeben sich aus zwei Integrationszeiten zwei ideale Integrationsfensterfunktionen und nach der Faltung zwei ideale Spannungssignalfunktionen. Sie sind jeweils für den nach links  $(-\tau)$  und den rechts  $(+\tau)$  zeitverzögerten Laserpuls beschrieben.

$$\begin{aligned} U_{Conv,ideal}(t, \pm\tau, T_{Int,1}) &= \\ \tilde{E}_{L,Sensor,ideal}(t - (\pm\tau), T_{Puls}) * \tilde{w}_{Int,ideal}^*(t - T_{Int,1}) & \quad (114) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{Conv,ideal}(t, \pm\tau, T_{Int,2}) &= \\ \tilde{E}_{L,Sensor,ideal}(t - (\pm\tau), T_{Puls}) * \tilde{w}_{Int,ideal}^*(t - T_{Int,2}) & \quad (115) \end{aligned}$$

Analog zu Gl. 112 tastet die Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Int})$  die idealen Spannungssignalfunktionen  $U_{conv,ideal}(t, \pm\tau, T_{Int})$  bei  $t = T_{Int}$  ab, siehe Abb. 59. Die Spannungsabtastwerte,  $U_{Conv}(t = T_{Int} - \tau)$ , stellen eine Funktion von  $\tau$  dar. Durch Multiplikation der idealen Spannungssignalfunktionen mit der Gesamtverstärkung der Kamera  $v_{Cam} \cdot U_{conv,ideal}(t, \pm\tau, T_{Int})$  resultieren ideale Quantisierungsspannungen, die aus dem Faltungsprodukt idealer Signalfunktionen folgen.

Insgesamt kann ein Signalmodell, Gl. 116, für die Quantisierungsspannung angegeben werden, welches Spannungswerte am Ausgang des ADUs sowohl

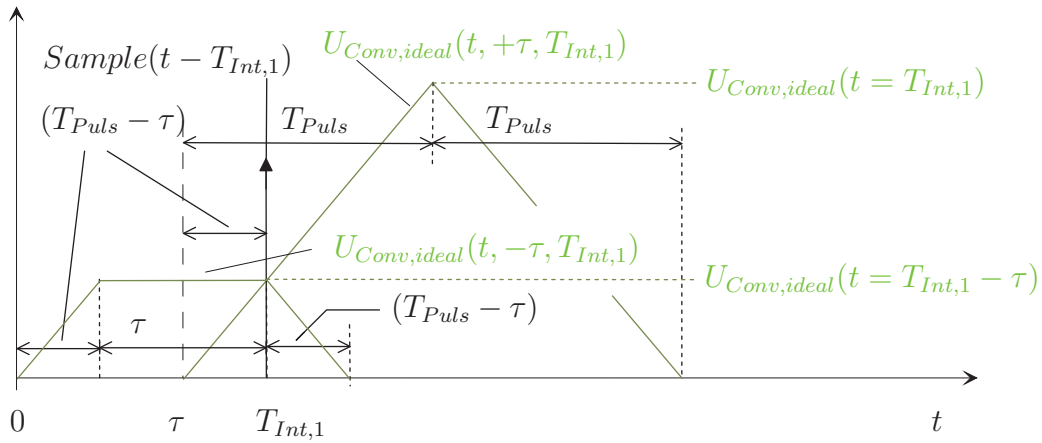
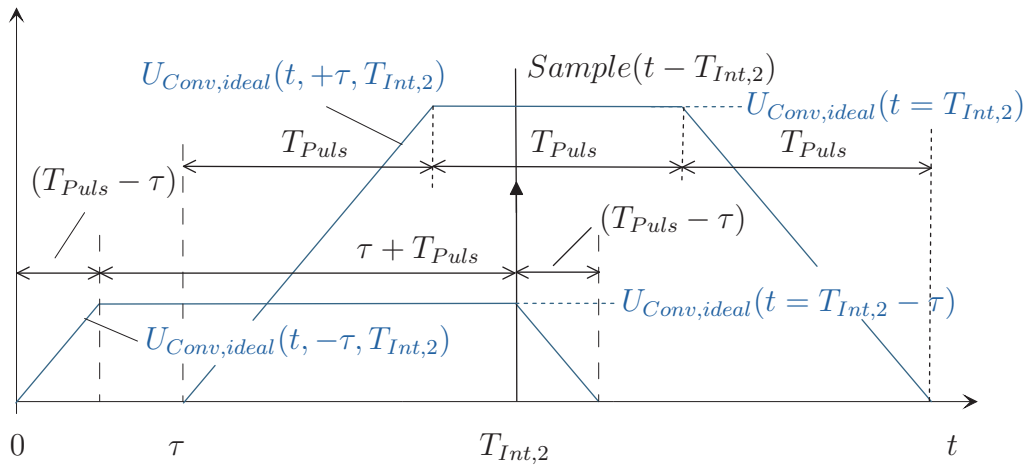
(a) Signalfunktionen für  $T_{Sample} = T_{Int,1} = T_{Puls}$ (b) Signalfunktionen für  $T_{Sample} = T_{Int,2} = 2 \cdot T_{Puls}$ 

Abbildung 59: Ideale Signalfunktion  $U_{Conv,ideal}(t, \pm\tau, T_{Int})$  und Abtastfunktion  $Sample(t - T_{Sample})$  für  $T_{Sample} = T_{Int} = \{T_{Int,1}, T_{Int,2}\}$

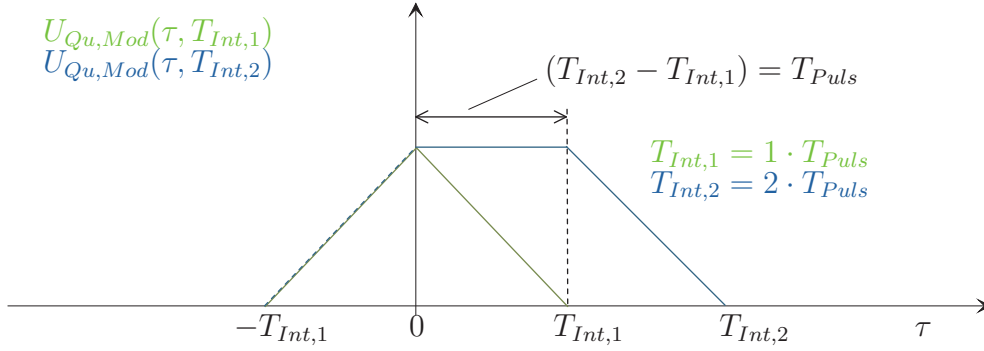


Abbildung 60: Modellierter Quantisierungsspannung für  $k_{Opt} = \text{konst.}$

für ideale als auch reale Signalfunktionen (Laserpuls, Integrationsfenster) als Funktion von  $\tau$  abbildet, siehe auch Anhang B.5.

$$U_{Qu,Mod}(\tau, T_{Int}) = v_{Cam} \cdot k_{Opt} \cdot \int_0^{T_{Akk}} \left( \hat{E}_{L,Szene} \cdot E_{L,Sensor}(t - \tau, T_{Puls}) * \hat{w}_{Int} \cdot w_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int}) \right) \cdot Sample(t - T_{Int}) dt \quad (116)$$

Für die beiden Integrationszeiten  $T_{Int,1}$  und  $T_{Int,2}$  lässt sich  $U_{Qu,Mod}(\tau, T_{Int})$  aus Gl. 116, wie folgt, ausführlich beschreiben und in Abb. 60 darstellen. Im weiteren Verlauf findet ein Vergleich in Bezug auf diese Signalfunktionen statt. Zur Vereinfachung und damit besseren Vergleichsmöglichkeit wurde der optische Parameter  $k_{Opt}$  als konstant angenommen.

$$U_{Qu,Mod,ideal}(\tau, T_{Int,1}) = v_{Cam} \cdot \hat{U}_{Conv,ideal} \cdot triangle\left(\frac{\tau}{T_{Puls}}\right) \quad (117)$$

$$U_{Qu,Mod,ideal}(\tau, T_{Int,2}) = v_{Cam} \cdot \hat{U}_{Conv,ideal} \cdot \begin{cases} \frac{T_{Puls} - (-\tau)}{T_{Puls}} & \text{für } \tau \leq 0 \\ 1 & \text{für } 0 \leq \tau \leq T_{Puls} \\ \frac{2T_{Puls} - \tau}{T_{Puls}} & \text{für } T_{Puls} \leq \tau \leq 2T_{Puls} \end{cases} \quad (118)$$

$$\hat{U}_{Conv,ideal} = \underbrace{k_{Opt}}_{=\text{konst.}} \cdot \hat{E}_{L,Szene} \cdot \hat{w}_{Int} \cdot T_{Puls}$$



### Zeitdiskretes Modell der Quantisierungsspannung $U_{Qu,Mod}(\tau_n, T_{Int})$

Um die modellierte Quantisierungsspannung mit der messtechnisch gewonnenen Quantisierungsspannung vergleichen zu können, muss das Signalmodell in eine zeitdiskrete Form überführt werden. Die Verzögerungszeit  $\tau$  wurde für die Abtastprozedur in Gl. 104 in die zeitdiskrete Verzögerungszeit  $\tau_n$  umgewandelt.

$$\tau \rightarrow \tau_n = n \cdot \Delta\tau \quad \text{mit } n = [-N; N]$$

Die Abtastprozedur für das reale Integrationsfenster und der mit dem Oszilloskop aufgenommene reale Laserpuls führen auf zeitdiskrete Signalfunktionen. Deshalb wird die zeitkontinuierliche Variable  $t$  in die zeitdiskrete Variable  $t_n$  überführt.

$$t \rightarrow t_n = n \cdot \Delta t$$

Um das abgetastete (reale) Integrationsfenster mit dem vom Oszilloskop aufgenommenen Laserpuls gemeinsam in computergestützten Berechnungsalgorithmen zu verwenden, müssen ihre äquidistanten Zeitabstände gleich groß sein.

$$\Delta t = \Delta\tau$$

Die Substitution von  $t \rightarrow t_n$  und  $\tau \rightarrow \tau_n$  ergibt formal die modellierte Quantisierungsspannung für diskrete Zeiten und diskrete zeitliche Verschiebungen.

$$U_{Qu,Mod}(\tau_n, T_{Int}) = v_{Cam} \cdot k_{Opt} \cdot \int_0^{T_{Akk}} \left( \hat{E}_{L,Szene} \cdot E_{L,Sensor}(t_n - \tau_n, T_{Puls}) * \right. \\ \left. \hat{w}_{Int} \cdot w_{Int}^*(t_n - T_{Fct}, T_{Int}) \right) \cdot Sample(t_n - T_{Int}) dt \quad (119)$$

#### 4.5.5 Messtechnische Bestätigung des Signalmodells

Es soll ein Vergleich zwischen der Quantisierungsspannung am Ausgang des ADUs und der modellierten Quantisierungsspannung geführt werden, um das aufgestellte Signalmodell  $U_{Qu,Mod}$  der Gl. 116 bzw. 119 zu bestätigen. Dazu wird der funktionale Verlauf der Quantisierungsspannung in Abhängigkeit von der zeitlichen Verschiebung des Laserpulses gegenüber dem Integrationsfenster betrachtet. Die modellierte Quantisierungsspannung wird aus idealen und realen Signalfunktionen gebildet. Für das Kamerasystem und das Signalmodell werden die selben System- bzw. Modell-Parameter festgelegt.

$$T_{Puls} = T_{Int,1} = 30ns \quad \text{und } v_{Cam} = \text{konst.}$$

Es wird eine direkte Bestrahlung des Pixels (2,13) mit Laser- und Hintergrundlicht vorgenommen. Das Lasermodul befindet sich im festen Abstand zum Sensor, so dass sich  $k_{Opt} = \text{konst.}$  einstellt.

Im Folgenden sind die Quantisierungsspannungen bezüglich ihrer Bildungsvorschrift (modelliert/ gemessen) und der verwendeten Signalfunktionen (ideal/ real) aufgeführt. Die Quantisierungsspannung ist eine Funktion der zeitdiskreten Verschiebung  $\tau_n$  und des Parameters  $T_{Int,1}$ .

- $U_{Qu,Mod,ideal}(\tau_n, T_{Int,1})$  ist die auf Grundlage des erstellten Signalmodells aus Gl. 119 mit dem rechteckförmigen 30ns-Laserpuls nach Gl. 89 (ideale Signalfunktion) und dem rechteckförmigen 30ns-Integrationsfenster nach Gl. 102 (ideale Signalfunktion) modellierte Quantisierungsspannung.
- $U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})$  ist die auf Grundlage des erstellten Signalmodells aus Gl. 119 mit dem 30ns-Laserpuls, siehe Abb. 61(a) und mit dem 30ns-Integrationsfenster, siehe auch Abb. 61(b), aus realen Signalfunktionen modellierte Quantisierungsspannung.
- $U_{Qu,Meas}(\tau_n, T_{Int,1})$  entsteht auf Basis der Abtastprozedur für das 30ns-Integrationsfenster. An Stelle des realen endlichen  $\delta$ -Laserpulses verschiebt das Messsystem aus Abb. 55 den 30ns-Laserpuls aus Abb. 61(a) (reale Signalfunktion) über das mit  $T_{Int,1} = 30ns$  konfigurierte Integrationsfenster (reale Signalfunktion) des Pixelschaltkreises aus Abb. 61(b). Das Kamerasystem speichert eine messtechnisch (engl.: Measure) aus realen Signalfunktionen gewonnene Quantisierungsspannung.

Im Diagramm der Abb. 62 sind die verschiedenen Quantisierungsspannungen als Funktion der zeitlichen Verschiebung  $\tau_n$  des 30ns-Laserpulses gegenüber dem 30ns-Integrationsfenster aufgeführt. Die berechneten Quantisierungsspannungsfunktionen  $U_{Qu,Mod,ideal}(\tau_n, T_{Int,1})$  und  $U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})$  sind auf den Maximalwert der berechneten idealen Quantisierungsspannung

$$U_{Qu,Mod,ideal,max} = U_{Qu,Mod,ideal}(\tau_0 = 0, T_{Int,1})$$

normiert. Die gemessene Quantisierungsspannung  $U_{Qu,Meas}(\tau_n, T_{Int,1})$  ist in Bezug auf ihren eigenen Maximalwert

$$U_{Qu,Meas,max} = U_{Qu,Meas}(\tau_{n,max}, T_{Int,1})$$

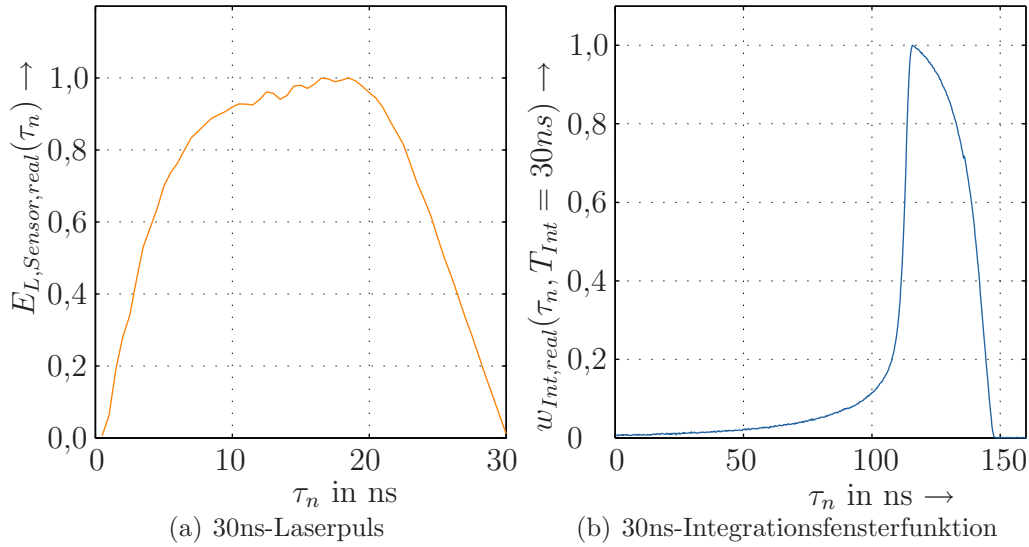


Abbildung 61: Zeitlicher Verlauf der realen amplitudennormierten Signalfunktionen

aufgetragen. Als zeitlicher Bezugspunkt wird die bestmögliche Überdeckung der realen Signalfunktionen festgelegt, weil sich die zeitdiskreten Funktionen der Quantisierungsspannung in ihrer zeitlich Länge unterscheiden. Die Ursache liegt in der Zeitdifferenz zwischen der Impulsdauer des idealen Integrationsfensters und der zeitlichen Länge des realen Integrationsfensters. Dazu wurden die Funktionen der Quantisierungsspannung so auf der  $\tau_n$ -Achse positioniert, dass sich ihr Maximum bei  $\tau_0 = 0$  befindet.

Die aus idealen Signalfunktionen modellierte normierte Quantisierungsspannung  $\frac{U_{Qu,Mod,ideal}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Mod,ideal,max}}$  verläuft wie in Gl. 117. Ihre Flanken fallen mit  $\frac{1}{T_{Puls}} = \frac{1}{30ns}$  ab. Die mit realen Signalfunktionen modellierte normierte Quantisierungsspannung  $\frac{U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Mod,ideal,max}}$  besitzt bezüglich  $\tau_0 = 0$  einen unsymmetrischen krummlinigen Zeitverlauf. Sowohl der reale 30ns-Laserpuls als auch das reale 30ns-Integrationsfenster sind unsymmetrische Signalfunktionen, siehe Abb. 61. Den größeren Einfluss übt jedoch das 30ns-Integrationsfenster aus. Das geht aus den Signalwerten im Zeitbereich  $[0ns; 113ns]$  hervor. Vermutlich entstehen diese langsam ansteigenden Signalwerte für  $\tau \leq -30ns$  aus dem Diffusionsstrom. Die Entstehung des Diffusionsstroms sind in Abschnitt 4.2.2 ausführlich erläutert.

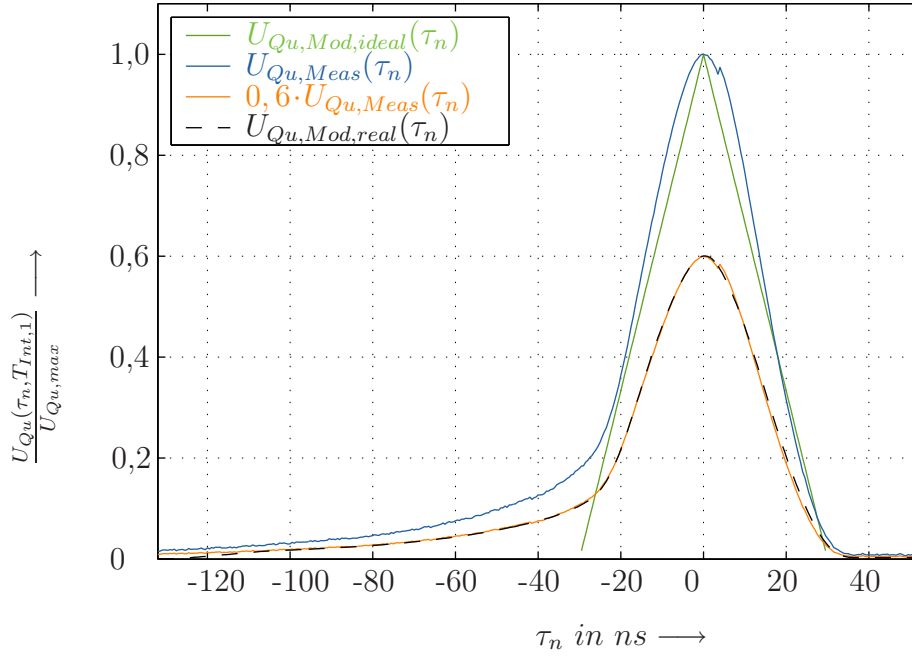


Abbildung 62: Normierte Funktionen der Quantisierungsspannung für  $T_{Puls} = T_{Int,1} = 30ns$

$\frac{U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Mod,ideal,max}}$  erreicht nur den Wert 0,6 bei  $\tau_0 = 0$ . Die Ursache liegt in der Differenz zwischen den idealen rechteckigen und realen krummlinigen 30ns-Laserpuls und 30ns-Integrationsfenster. Die krummlinigen Signalfunktionen bilden ein kleineres Signalprodukt. Das kleinere Signalprodukt führt im Faltungsintegral insgesamt zu einem kleineren integralen Wert.

Der gemessene und anschließend auf seinen Maximalwert normierte funktionale Verlauf der Quantisierungsspannung  $\frac{U_{Qu,Meas}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Meas,max}}$  besitzt einen ähnlichen Zeitverlauf, wie die aus realen Signalfunktionen modellierte und normierte Quantisierungsspannung  $\frac{U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Mod,ideal,max}}$ . Nach der Multiplikation mit 0,6 verlaufen beide Quantisierungsspannungen deckungsgleich.

$$\frac{U_{Qu,Mod,real}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Mod,ideal,max}} = 0,6 \cdot \frac{U_{Qu,Meas}(\tau_n, T_{Int,1})}{U_{Qu,Meas,max}} \quad (120)$$

Das Ergebnis der Gl.120 belegt die Gültigkeit des Signalmodells aus Gl. 116 für unsymmetrische und krummlinige amplitudennormierte Signalfunktionen  $E_{L,Sensor,real}(t)$  und  $w_{Int,real}^*$ .

## 4.6 Rauschprozesse im Pixelschaltkreis

Die quantisierten Spannungswerte  $U_{Qu}$  am Ausgang des ADUs unterliegen statistischen Schwankungen. Als Ursachen können das *Photon Noise* und das *Photoelectron Noise* des Lichts und die resultierenden unabhängigen Rauschprozesse der elektrischen Bauelemente bzw. Baugruppen angegeben werden. Es wird gezeigt, wie sich die Rauschquellen der Photodiode und der aktiven (stromführenden) Transistoren auf die statistischen Schwankungen als mittlere quadratische Rauschspannung am Ausgang des Pixelschaltkreises  $\overline{u^2}_{Pixel}$  für einen CDS-Zyklus auswirken.

Durchläuft der Laserpuls den optischen Signalpfad so nimmt seine Strahlungsflussdichte stufenweise ab, so dass am Sensor eine verglichen mit der an der Objekt-Fläche auftretenden Bestrahlungsstärke, weiter reduzierten Bestrahlungsstärke beobachtet wird. Durch die Wegstrecke zwischen Lasermodule, Szene und Sensor erfährt der Laserpuls eine zusätzliche Zeitverzögerung. Beide Effekte überlagern sich im Time-of-Flight-Verfahren. Um den Einfluss der oben angeführten Rauschphänomene auf die Spannung  $U_{Pixel}$  am Ausgang des Pixelschaltkreises zu ermitteln, werden Untersuchungen hinsichtlich

- 1) des unverzögerten Laserpulses mit variabler Bestrahlungsstärke,
- 2) des verzögerten Laserpulses mit konstanter Bestrahlungsstärke

geführt.

Der ADU stellt innerhalb des elektrischen Signalpfads eine nicht zu vernachlässigende Rauschquelle dar. Es wird sein theoretischer Rauschbeitrag in Bezug auf die Quantisierungsspannung als  $SNR_{Qu}$  dargestellt. Dabei wird auf die beiden oben genannten Effekte eingegangen.

### 4.6.1 Rauschen bei unverzögertem Laserpuls

Während des Integrationsvorgangs treten an der Photodiode zwei Rauschprozesse auf. Die Widerstände  $R_S$  und  $R_{PD}$  und die Temperatur bestimmen das *thermische Rauschen* der Photodiode, siehe Abschnitt 3.2.3. Das *Schrot-rauschen* erzeugt nach Gl. 43 der Photo- Dunkel-, Hintergrundstrom. Die Bestrahlungsstärke generiert nach Gl. 36 den Photostrom in der Photodiode.

$$I_{Ph} = \left( \hat{E}_{L,Sensor} + \hat{E}_{HL,Sensor} \right) \cdot A_{PD} \cdot S_{PD}$$

Im ersten Integrationszyklus tritt nur Hintergrundlicht als Bestrahlungsstärke auf, aus dem der Photostrom  $I_{Ph,HL} = I_{Back}$  entsteht. Im zweiten setzt sich die Bestrahlungsstärke am Sensor aus der des Hintergrundlichts und des Lasermoduls zusammen, so dass  $I_{Ph,HL} + I_{Ph,L}$  resultiert.

Das Ersatzschaltbild der Photodiode aus Abb. 22 liefert den mittleren quadratischen Gesamtstromrauschstrom der Photodiode  $\overline{i^2}_{PD,Tot}$ , siehe Gl. 44. Unter der Annahme, dass sich die Stromrauschleistungsdichte für  $|f_t| \leq \Delta f_t$  frequenzunabhängig verhält,  $\underline{S}_{I,PD,Tot}(f_t = 0) = \underline{S}_{I,PD,Tot,0} = \text{konst.}$ , ergeben sich die Stromrauschleistungsdichten für den entsprechenden Integrationszyklus.

$$\begin{aligned} \overline{i^2}_{PD,Tot} &= \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_{I,PD,Tot}(f_t) df_t \approx \int_{-\Delta f_t}^{\Delta f_t} \underline{S}_{I,PD,Tot,0} df_t \quad (121) \\ &\approx 2 \cdot \underline{S}_{I,PD,Tot,0} \cdot \Delta f_t \end{aligned}$$

$$\overline{i^2}_{PD,Tot,HL} = \underbrace{\left( 2e^- (I_{Ph,HL} + I_{Dark}) + \frac{4kT}{R_{PD} + R_S} \right)}_{\underline{S}_{I,PD,Tot,HL}} \Delta f_t \quad (122)$$

$$\overline{i^2}_{PD,Tot,HL+L} = \underbrace{\left( 2e^- (I_{Ph,HL} + I_{Ph,L} + I_{Dark}) + \frac{4kT}{R_{PD} + R_S} \right)}_{\underline{S}_{I,PD,Tot,HL+L}} \Delta f_t \quad (123)$$

An der Photodiodenkapazität baut sich nach Gl. 70 die Photodiodenspannung  $U_{PD}$  auf. Sie wird über das Netzwerk des Pixelschaltkreises an den Hold-Kondensator  $C_{Hold}$  übertragen, siehe Abb. 43. Das Impedanznetzwerk  $\underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2}(f_t)$  setzt die Gesamtstromrauschleistungsdichte der Photodiode  $\underline{S}_{I,PD,Tot}(f_t)$  zum Zeitpunkt  $T_{Sample}$  in die Spannungsrauschleistungsdichte  $\underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t)$  am Hold-Kondensator um, siehe auch die Rauschanalyse im Anhang C.2.

$$\underline{S}'_{U,C_{Hold}}(f_t) = |\underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2}(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I,PD,Tot}(f_t)$$

Der Reset-Transistor befindet sich während des Reset-Vorgangs im hochohmigen Zustand. Ab diesem Zeitpunkt führt er keinen Drain-Strom. Sein Kanalleitwert ist klein. Seine Rauschspannung ist deshalb am Anfang und Ende des Reset-Vorgangs korreliert. Seine resultierende Rauschleistung ist sehr klein. Weil der Reset-Transistor die Sperrschichtkapazität der Photodiode auflädt, generiert er die mittlere quadratische Rauschspannung  $\overline{u^2}_{kTC_{PD}}$ , welche auch im Zusammenhang mit dem Reset-Vorgang als *Reset-Rauschen* bezeichnet wird, siehe auch Anhang C.1.

$$\overline{u^2}_{kTC_{PD}} = \frac{k \cdot T}{C_{PD}}$$

In den Buffer-Stufen und dem leitenden Shutter-Transistor fließen Drain-Ströme. Nach dem Rauschmodell aus Gl. 47 trägt der fließende Drain-Strom zum thermischen Rauschen und zum  $\frac{1}{f}$ -Rauschen bei. Für die aktiven Transistoren befindet sich im Anhang C.2 eine separate Rauschanalyse, die auf die untenstehende Spannungsrauschleistungsdichte nach Gl. 146 führt. Die Ersatzschaltbilder der Transistoren wurden gegenüber dem aus Abschnitt 3.3 weiter vereinfacht, um den Berechnungsaufwand gering zu halten.

$$\underline{S}_{U,C_{Hold}}''(f_t) = |\underline{H}_1(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_1}(f_t) + |\underline{H}_2(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_2}(f_t) + |\underline{H}_{Shutter}(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_{Shutter}}(f_t) \quad (124)$$

Die Stromrauschleistungsdichten der Photodiode  $\underline{S}_{U,C_{Hold}}'(f_t)$  und der aktiven Transistoren  $\underline{S}_{U,C_{Hold}}''(f_t)$  addieren sich am Hold-Kondensator, weil es sich um statistisch unabhängige (unkorrelierte) Rauschquellen handelt. Sie erzeugen so die Spannungsrauschleistungsdichte  $\underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t)$ . Ein Teil der Stromrauschleistungsdichten bestimmt der Photodiodenstrom. Er hängt von der Bestrahlungsstärke ab, so dass für die beiden Integrationszyklen a), nur Bestrahlung durch das Hintergrundlicht (HL) und b), Bestrahlung durch das Hintergrundlicht und das des Lasers (HL+L), unterschiedliche Spannungsrauschleistungsdichten auftreten.

$$\begin{aligned} \overline{u}_{C_{Hold},HL}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_{U,C_{Hold},HL}(f_t) df_t \\ \overline{u}_{C_{Hold},HL+L}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_{U,C_{Hold},HL+L}(f_t) df_t \end{aligned}$$

Die CDS-Stufe bildet die Differenz aus den Signalspannungen des jeweiligen Integrationszyklus, siehe Gl. 87. Die mittlere quadratische Rauschspannung des jeweiligen Integrationszyklus an  $C_{Hold}$  addieren sich zur mittleren quadratischen Rauschspannung des Pixelschaltkreises nach einem CDS-Zyklus, siehe auch Anhang C.5.

$$\overline{u}_{Pixel}^2 = \overline{u}_{C_{Hold},HL}^2 + \overline{u}_{C_{Hold},HL+L}^2 \quad (125)$$

Um so höher die Bestrahlungsstärke am Pixel ist, um so mehr steigt die Stromrauschleistungsdichte der Photodiode. Das Netzwerk des Pixelschaltkreises überträgt sie an den Hold-Kondensator. Nach einem vollständigen CDS-Zyklus entsteht eine mittlere quadratische Rauschspannung am Ausgang des Pixelschaltkreises  $\overline{u}_{Pixel}^2$ , die sich erhöht, wenn die Bestrahlungsstärke am Pixel bzw. Sensor zunimmt.

### 4.6.2 Rauschen bei verzögertem Laserpuls

Der Laserpuls erhält auf dem Signalweg eine zeitliche Verzögerung. Durch experimentelle Untersuchungen wird geklärt, in wie weit sich diese auf die statistischen Kennwerte der Pixelspannung  $U_{Pixel}$  auswirkt.

#### a) Versuchsaufbau

Ein Delay-Element mit einstellbarer Verzögerungszeit verzögert den Laserpuls mit einer Schrittweite von  $\Delta\tau = 0,25ns$ , siehe Abb. 31. Das gesamte Verzögerungsintervall ergibt sich aus der zeitlichen Länge der abgetasteten Integrationsfensterfunktionen  $w_{Int,30ns}(t)$  bzw.  $w_{Int,120ns}(t)$  der Abb. 57 und des 30ns-Laserpulses.

Das Lasermodul ist direkt auf den Sensor gerichtet (ohne Sensoroptik), wodurch die konstante Bestrahlungsstärke  $\hat{E}_{HL,Sensor} + \hat{E}_{L,Sensor} = 0,3 \frac{mW}{m^2}$  am Pixel (2, 13) entsteht. Diese Bestrahlungsstärke ergab eine Vergleichsmessung mit einer kalibrierten Photodiode, die sich wie auch der Sensor im Abstand von 31cm zum Lasermodul befand.

Die konstante Bestrahlungsstärke erzeugt eine Quantisierungsspannung von  $U_{Qu} = 1500DN$  und repräsentiert damit einen Spannungswert aus der unteren Hälfte des diskreten Wertebereichs  $[0DN; 4095DN]$  der Kamera. Der Versuchsaufbau entspricht dem aus Abb. 55. Es wird der 30ns-Laserpuls aus Abb. 35 verwendet. Für den Kameraparameter Exposure Time werden die Integrationszeiten  $T_{Int} = \{30ns, 120ns\}$  eingestellt. Sowohl die gewählten Kameraparameter als auch der Laserpuls kommen bei den später diskutierten Auswerteverfahren zur Anwendung.

#### b) Messmethode und Versuchsdurchführung

Beim Verschieben des 30ns-Laserpulses über das 30ns-Integrationsfenster entsteht der maximale Spannungsabtastrwert  $U_{Sample}(\tau_{max} = n_{max} \cdot \Delta\tau)$ , wenn sich die beiden Signalfunktionen maximal überdecken. Für diese Laserpuls-Integrationsfenster-Konfiguration wird

$$\tau_n = (n - n_{max}) \cdot \Delta\tau \quad \text{für } n = [-N, N]$$

festgelegt.



Der 30ns-Laserpuls wird über das steuerbare Delay-Element zeitlich nach links bzw. nach rechts von  $\tau_0 = 0$  um  $\Delta\tau$  verschoben. Für jede Laserpuls-Integrationsfenster-Konfiguration  $\tau_n$  wird ein Stichprobenumfang  $M = 400$  zu Grunde gelegt, welcher den Mittelwert nach Gl. 135 und die Standardabweichung nach Gl. 17 der Quantisierungsspannung abschätzt.

$$\mu_{U_{Qu,n},Est} = \frac{1}{M=400} \cdot \sum_{m=1}^{M=400} U_{Qu} \quad (126)$$

$$\sigma_{U_{Qu,n},Est} = \sqrt{\frac{1}{400-1} \cdot \sum_{m=1}^{M=400} (U_{Qu} - \mu_{U_{Qu,n},Est})^2} \quad (127)$$

Die experimentell ermittelten Verstärkungen der Symmetriestufe und des ADUs ermöglichen es, auf einen digitalisierten Pixelspannungswert  $U_{Pixel,Dig}$  zu schließen. Die geschätzten Mittelwerte und die geschätzten Standardabweichungen der digitalisierten Pixelspannung in Abhängigkeit von  $\tau_n$  errechnen sich zu:

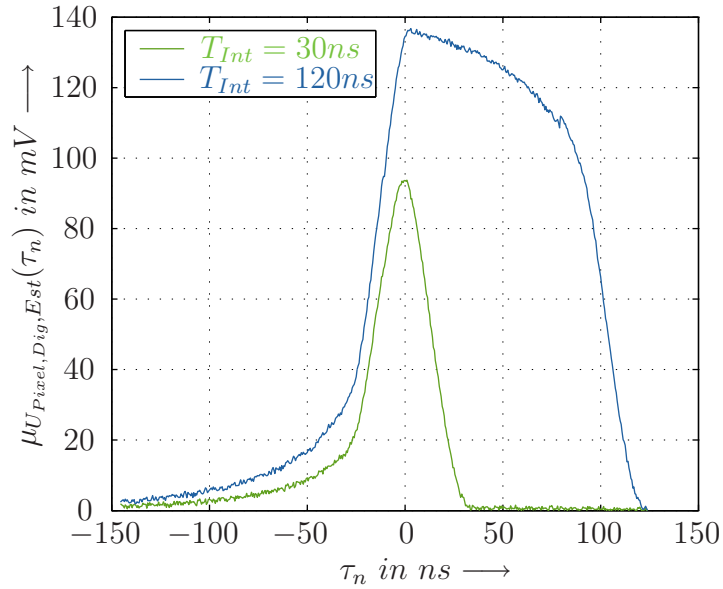
$$\mu_{U_{Pixel,Dig},Est}(\tau_n) = \frac{\{\mu_{U_{Qu,-N},Est}, \dots, \mu_{U_{Qu,n},Est}, \dots, \mu_{U_{Qu,N},Est}\}}{v_{Sym} \cdot v_{ADU}} \quad (128)$$

$$\sigma_{U_{Pixel,Dig},Est}(\tau_n) = \frac{\{\sigma_{U_{Qu,-N},Est}, \dots, \sigma_{U_{Qu,n},Est}, \dots, \sigma_{U_{Qu,N},Est}\}}{v_{Sym} \cdot v_{ADU}} \quad (129)$$

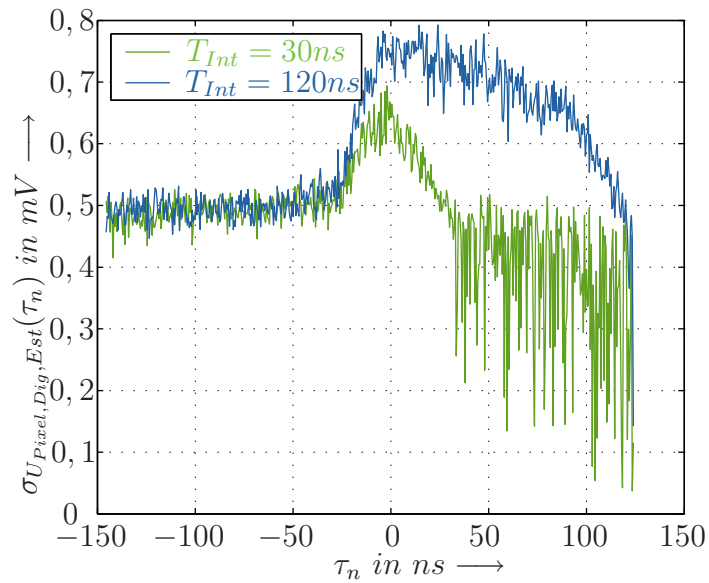
### c) Auswertung der Messergebnisse

Die Abbildung 63(a) zeigt die geschätzten Mittelwerte  $\mu_{U_{Pixel,Dig},Est}(\tau_n)$  für das 30ns- und 120ns-Integrationsfenster. Gemäß den messtechnisch ermittelten Integrationsfenstern  $w_{Int,real}(\tau_n, T_{Int})$  aus Abb. 57 verlaufen auch die geschätzten Mittelwerte  $\mu_{U_{Pixel,Dig},Est}(\tau_n)$ . So steigt die Kurve für  $T_{Int} = 120ns$  für  $\tau \leq -30ns$  stärker an als für  $T_{Int} = 120ns$ . Sie erreicht ein höheres Maximum. Diese Kurvencharakteristik resultiert daraus, dass das 120ns-Integrationsfenster gegenüber dem 30ns-Integrationsfenster ebenfalls ein größeres Maximum (siehe 3 in Abb 57) besitzt.

Verlässt der Laserpuls die Integrationsfenster (Abschneiden des LPs) so sinkt die digitalisierte Pixelspannung auf  $\mu_{U_{Pixel,Dig}} = 0$ . Das 120ns-Integrationsfenster hat eine vierfach größere Integrationszeit ( $4 \times 30ns = 120ns$ ). Der Laserpuls überstreicht somit für  $0ns \leq \tau \leq 100ns$  noch nicht die abfallende Flanke des Integrationsfensters. Das langsame Sinken der digitalisierten Pixelspannung in diesem Verzögerungsintervall ist auf den leichten Abfall im Mittelteil des 120ns-Integrationsfensters zurückzuführen. Die abfallenden



(a) Geschätzter Mittelwert



(b) Geschätzte Standardabweichung

Abbildung 63: Geschätzte statistische Kennwerte der digitalisierten Pixelspannung (30ns- und 120ns-Integrationsfensters) in Abhängigkeit eines um  $\tau_n$  verzögerten 30ns-Laserpulses

Flanken der Integrationsfenster verlaufen ungefähr parallel. Deshalb stellen sich auch beim zeitlichen Verlauf der digitalisierten Pixelspannung für  $T_{Int} = \{30ns, 120ns\}$  parallele Flanken ein.

Abbildung 63(b) zeigt die Kurven der geschätzten Standardabweichung der digitalisierten Spannung am Ausgang des Pixelschaltkreises  $\sigma_{U_{Pixel,Dig,Est}}(\tau_n)$  als Funktion der zeitlichen Verzögerung  $\tau_n$  des Laserpulses. Ihr Kurvenverlauf ist im Gegensatz zu den geschätzten Mittelwerten aus Abb. 63(a) von größeren statistischen Schwankungen betroffen. Mit einem größeren Stichprobenumfang könnte ein glatterer Kurvenverlauf erzielt werden. Weil der größere Stichprobenumfang aber jedem  $n$ 'ten digitalen Pixelspannungswert zu Grunde gelegt werden müsste, würde der Zeitaufwand für eine Messprozedur beträchtlich steigen.

Der signifikante zeitliche Verlauf der geschätzten Standardabweichung der digitalen Pixelspannung wächst monoton bzw. sinkt monoton wie der des geschätzten Mittelwerts. Je mehr sich der Laserpuls im Integrationsfenster befindet, um so mehr rauscht die Ausgangsspannung des Pixelschaltkreises. Bei  $\tau_0 = 0$  befindet sich die bestmögliche Überdeckung des vom Oszilloskop aufgenommenen 30ns-Laserpulses und des 30ns-Integrationsfensters. Dann erreicht die geschätzte Standardabweichung ihr Maximum. Sie geht auf ein Grundniveau  $\sigma_{U_{Pixel,Dig,Est}} \leq 0,45mV$  zurück, wenn der LP zeitlich nach dem Integrationsfensters  $\tau_n \geq 30ns$  auftritt.

Befindet sich der Laserpuls vor dem Integrationsfenster und damit im Verzögerungsbereich  $\tau_n = [-150ns; -30ns]$ , so steigt die Streuung von ungefähr  $0,45mV$  langsam auf  $0,5mV$  an.

Der vorherige Abschnitt 4.6.1 erläutert, wie sich die Laserlicht- und Hintergrundlichtbestrahlung auf das Rauschen am Ausgang des Pixelschaltkreises auswirkt. Mit dem Integrationsstart  $t = 0$  tritt auch die Stromrauschleistungsdichte  $\underline{S}_{I,PD,Tot,HL+L}$  auf. Nach Abb. 52(b) trägt der Laserpuls in den Zeiträumen  $0 \leq t \leq (T_{Puls} - \tau)$  und  $\tau \leq t \leq T_{Sample}$  zum Abtastwert bei, Gl. 91 und Gl. 93. Die Verzögerungszeit  $\tau$  bestimmt somit wie lange diese Stromrauschleistungsdichte zur Rauschspannung am Pixelausgang beiträgt. Befindet sich der Laserpuls mit seiner Verzögerung im Bereich  $\tau_n \leq -30ns$ , so existiert vermutlich eine kleinere Stromrauschleistungsdichte an der Photodiodenkapazität, weil die Standardabweichung in diesem Verzögerungsbereich nur wenig ansteigt. Die Ursache für die Photostromintegration vor dem Zeitpunkt  $\tau_0 = 0$  könnte der erwähnte Diffusionsstrom sein.

In beiden Integrationszyklen wirkt  $\underline{S}_{I,PD,Tot,HL}$ . Die Rauschanalyse im Anhang C.2 beschreibt, wie das Netzwerk des Pixelschaltkreises die Stromrauschleistungsdichten an  $C_{Hold}$  überträgt. Der Reset-Transistor ruft durch

das Aufladen der Photodiodenkapazität das *Reset-Rauschen* hervor, dass sich als  $\overline{u^2}_{kTC_{PD}}$  bemerkbar macht.

Bis zum Zeitpunkt  $t = T_{Sample}$  befinden sich der Shutter-Transistor und die Transistoren der Buffer-Stufen im niederohmigen Bereich. Ihren Drain-Strom bestimmt die Photodiodenspannung  $U_{PD}$  an der Photodiodenkapazität  $C_{PD}$ . Die Photodiodenspannung aus Gl. 70 sinkt, wenn sich der Laserpuls zu einem immer höheren Anteil im Integrationsfenster befindet, weil die integrierte Spannung  $U_{Int}(t)$  ansteigt, siehe auch Abb. 48. Damit sinken auch die Drain-Ströme, was eine Abnahme der geschätzten Standardabweichung für  $\tau_n = [-30ns; 0ns]$  am Pixelschaltkreis bewirken müsste. Da eine Zunahme der Standardabweichung zu verzeichnen ist, kann gesagt werden, dass das *thermische Rauschen* und das  $\frac{1}{f}$ -*Rauschen* sich nicht in dem Ansteigen der geschätzten Standardabweichung niederschlagen. Die Rauschleistungsdichten dieser Transistoren tragen im Gegensatz zu der Stromrauschleistungsdichte der Photodiode nicht zur Erhöhung der geschätzten Standardabweichung der digitalen Pixelspannung in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit bei.

Tritt die Bestrahlungsstärke des Laserpulses und des Hintergrundlichts oder nur des Hintergrundlichts nach dem Integrationsfenster auf, so wirkt seine Stromrauschleistungsdichte nach dem Abtastzeitpunkt und übt somit keinen Einfluss auf die geschätzte Standardabweichung der digitalen Pixelspannung aus.

Zusammengefasst kann gesagt werden: Ist die an der Photodiode auftretende Bestrahlungsstärke so hoch, dass die resultierende Stromrauschleistungsdichte die Rauschbeiträge der anderen Baugruppen überdeckt, folgt die geschätzte Standardabweichung der digitalen Pixelspannung der Verzögerungszeit. Ihr zeitlicher Verlauf ähnelt dem des geschätzten Mittelwertes.

#### 4.6.3 Das $SNR$ der Quantisierungsspannung

Das Signal-Rauschverhältnis  $SNR_{Qu}$  am Ausgang des ADUs ist ein Maß für die Qualität der von Rauschprozessen überlagerten Quantisierungsspannung  $U_{Qu}$ . Die Momente, quadratischer Mittelwert  $\overline{u^2}_{Qu}$  und Varianz  $\sigma^2_{U_{Qu}}$ , beschreibt das  $SNR_{Qu}$  quantitativ.

$$SNR_{Qu} = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\overline{u^2}_{Qu}}{\sigma^2_{U_{Qu}}} \right) \quad (130)$$

Es wird deutlich, wie die Streuung eines Quantisierungswertes sich in Bezug auf den Quantisierungswert ändert. Funktionale Zusammenhänge können in Bezug zur a) Quantisierungsspannung selbst und b) der Verzögerungszeit dargestellt werden.

Weil die SIT-Software nur den arithmetischen Mittelwert und die Standardabweichung zur Verfügung stellt, wird das Signal-Rauschverhältnis der Quantisierungsspannung  $SNR_{Qu,Est}$  mit den statistischen Parametern  $(\mu_{U_{Qu,Est}})^2$  und  $(\sigma_{U_{Qu,Est}})^2$  abgeschätzt (engl.: Estimation).

#### a) Der Einfluss der Quantisierungsspannung $U_{Qu}$

Die Quantisierungsspannung wird im Wesentlichen durch die Bestrahlungsstärke am Sensor und die Integrationsfensterform bestimmt. Es wird untersucht, wie sich diese Einflussgrößen als Funktion der Quantisierungsspannung auf das  $SNR_{Qu}$  auswirken, wenn sich der Laserpuls mit  $\tau_0 = 0$  vollständig im Integrationsfenster befindet.

Zuerst wird das  $SNR_{ADU}$  des idealen ADUs betrachtet, vergleiche auch Abschnitt 3.4, Anhang C.6. Sein quadratischer Mittelwert verhält sich proportional zum Quadrat der Quantisierungsspannung  $U_{Qu}^2 = n^2$ .

$$\overline{u^2}_{ADU} = \frac{(n \cdot \Delta U_{ADU})^2}{12}$$

Die Varianz des idealen ADUs verhält sich nach Gl. 53 proportional zum Quadrat der Quantisierungsstufenbreite  $\Delta U_{ADU}^2$ . Weil der ADU im Kamerasystem mit einer fest vorgegebenen Quantisierungsstufenbreite arbeitet, ist seine Varianz konstant.

$$\sigma_{ADU}^2 = \frac{\Delta U_{ADU}^2}{12} = \text{konst.}$$

Durch die konstante Varianz des ADUs verbessert sich das  $SNR_{ADU}$  mit zunehmendem Quantisierungswert  $U_{Qu}$ , siehe auch Abb. 64.

$$SNR_{ADU}(U_{Qu}) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\overline{u^2}_{ADU}}{\sigma_{ADU}^2} \right) = 20 \cdot \log_{10} (n)$$

Zum Vergleich wird das Signal-Rauschverhältnis der Quantisierungsspannung abgeschätzt, wenn am Eingang des ADUs die verstärkte Pixelspannung anliegt,  $SNR_{Qu,0,Est}$  für  $(\tau_0 = 0)$ . Der Versuchsaufbau gleicht dem aus Abschnitt 4.6.2. Außerdem befindet sich ein Graukeil zwischen dem Lasermodul

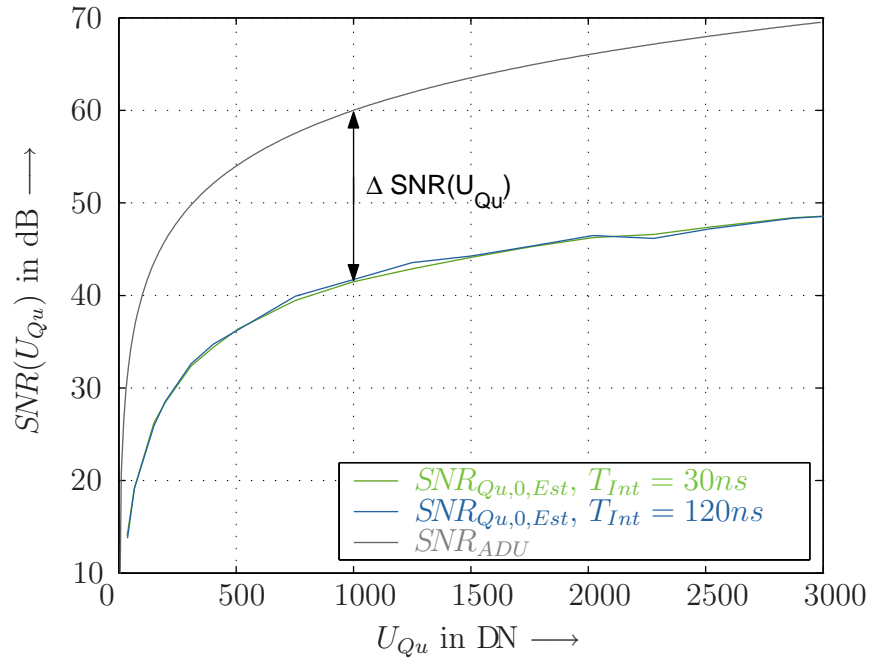


Abbildung 64: Signal-Rauschverhältnis in Abhängigkeit von der Quantisierungsspannung  $U_{Qu}$  für  $\tau_0 = 0$

und dem untersuchten Pixel (Strahlengang), der die Amplitude des Laserpulses variiert. Je weiter sich der Graukeil im Strahlengang befindet, um so weniger Laserlicht erreicht das untersuchte Pixel. Dadurch variiert die Pixelspannung, was sich auf die Quantisierungsspannung überträgt.

Das  $SNR_{Qu,0,Est}$  verläuft für beide Integrationszeiten gleich, weil auch beide Integrationsfenster den Laserpuls vollständig erfassen. Mit steigendem  $U_{Qu}$  bzw. Bestrahlungsstärke verbessert sich das Signal-Rauschverhältnis. Ab dem Wert  $U_{Qu} \geq 1000DN$  kann ein  $\Delta SNR \geq 20dB$  zwischen dem messtechnisch ermittelten  $SNR_{Qu,0,Est}$  und dem theoretischen  $SNR_{ADU}$  quantifiziert werden. Die  $SNR_{Qu,0,Est}$ -Kurve befindet sich unterhalb der theoretischen  $SNR_{ADU}$ -Kurve, weil die Eingangsspannung des ADUs bereits eine Streuung besitzt. Die Streuung der ADU-Eingangsspannung ist auf die Rauschprozesse in der Photodiode und im Pixelschaltkreis zurückzuführen.

Für Quantisierungswerte  $U_{Qu} \leq 1000DN$  nimmt der Abstand  $\Delta SNR$  weiter ab. Je kleiner die Eingangsspannung am ADU ist, um so mehr wirkt sich das Quantisierungsrauschen auf die statistische Schwankung der Quantisierungsspannung aus.

b) Der Einfluss der zeitlichen Verschiebung  $\tau_n$ 

Nachdem gezeigt wurde, dass sich das Signal-Rauschverhältnis mit steigender Quantisierungsspannung  $U_{Qu}$  verbessert, wird jetzt auf die zeitliche Verschiebung  $\tau_n$  eingegangen.

Das  $SNR_{Qu}(\tau_n)$  wird aus den Datensätzen erstellt, die im Abschnitt zuvor für die geschätzten statistischen Kennwerte der Pixelspannung in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit  $\tau_n$  benutzt wurden, siehe Gl 126 und Gl. 127. Den Messreihen wird eine Quantisierungsspannung von  $U_{Qu,0} = 1500DN$  an der Stelle  $\tau_0 = 0$  zu Grunde gelegt. Der geschätzte Mittelwert  $\mu_{U_{Qu,n},Est}$  unterliegt durch den gewählten Stichprobenumfang von  $M = 400$  keiner bedeutenden Streuung. Die geschätzte Standardabweichung  $\sigma_{U_{Qu,n},Est}$  besitzt im Vergleich zum geschätzten Mittelwert keinen stabilen Kurvenverlauf. Es zeigt sich jedoch, dass sich mit diesen Daten signifikante  $SNR_{Qu,n,Est}$ -Kurven abschätzen lassen.

$$SNR_{Qu,n,Est}(\tau_n) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\mu_{U_{Qu,n},Est}}{\sigma_{U_{Qu,n},Est}} \right)^2 \quad \text{für } M = 400 \quad (131)$$

Das Diagramm in Abb. 65 zeigt, wie sich das geschätzte Signal-Rauschverhältnis ändert, wenn der 30ns-Laserpuls gegenüber dem 30ns- und dem 120ns-Integrationsfenster eine andere zeitliche Position einnimmt.

Das  $SNR_{Qu,n,Est}(\tau_n)$  steigt monoton, wenn der Laserpuls in das 30ns-bzw. 120ns-Integrationsfenster hineinläuft. Befindet sich der Laserpuls in dem 120ns-Integrationsfenster behält er seinen  $SNR$ -Wert bei. Wenn der Laserpuls aus dem 30ns-bzw. 120ns-Integrationsfenster wieder heraustritt, fallen die  $SNR_{Qu,n,Est}(\tau_n)$ -Werte gleich stark. Da das Signal-Rauschverhältnis mit der Verzögerungszeit  $\tau_n$  monoton wächst und fällt, steigt und sinkt sein geschätzter Mittelwert im stärkeren Maße wie seine geschätzte Standardabweichung. Das beste  $SNR_{Qu,n,Est}(\tau_n)$  wird erreicht, wenn sich der Laserpuls vollständig im Integrationsfenster befindet.

Es wurde das Signal-Rauschverhältnis am Ausgang des ADUs bezüglich a) seiner Quantisierungsspannung und b) seiner zeitlichen Verschiebung zum Integrationsfenster untersucht. Der Einfluss des Quantisierungsrauschens nimmt mit steigender ADU-Eingangsspannung bzw. Bestrahlungsstärke ab. Je mehr sich der Laserpuls im Integrationsfenster befindet, um so besser verhält sich das Signal-Rauschverhältnis der Quantisierungsspannung.

Gut reflektierende Szenen, die nur zu geringen Verzögerungszeiten des Laserpulses führen, erzeugen das beste Signal-Rauschverhältnis am Ausgang des ADUs.

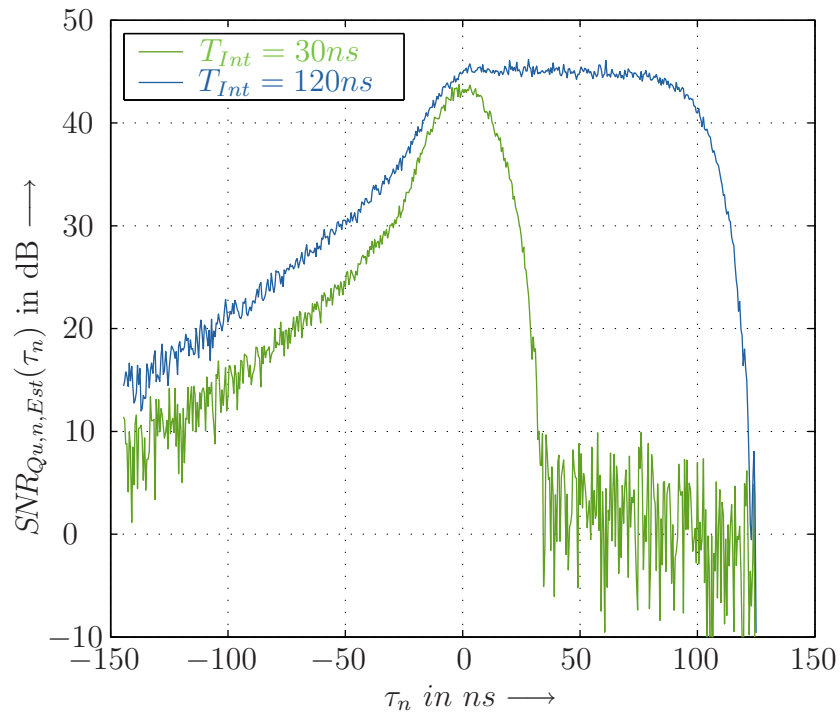


Abbildung 65: Das Signal-Rauschverhältnis in Abhängigkeit der zeitlichen Verschiebung  $\tau_n$  für  $U_{Qu}(\tau_0) = 1500DN$

## 4.7 Das MDSI-Auswerteverfahren

Die im Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg entwickelten schnellen elektronischen Schließer ermöglichen es, einen Integrationsvorgang zeitlich zu begrenzen. Der Spannungswert am Integrationsende eignet sich zur Bestimmung der Time-of-Flight und damit der Entfernung. In der Abteilung CT PS9 der Siemens AG entstanden verschiedene Entfernungsmessverfahren (MDSI, CSI und DCSI), welche die Time-of-Flight durch Variation der Integrationszeit und des Integrationsbeginns ermitteln [12], [48].

Das MDSI-Verfahren benötigt weniger Messzeit als das CSI- bzw. DCSI-Verfahren und eignet sich so sehr gut für das schnelle Bestimmen der Distanzwerte einer Szene. Es ist in Bezug auf die erwähnten praktischen Messaufgaben aus Abschnitt 1.1 deshalb das geeignetere Verfahren und wird hier mit den neu entwickelten Signalfunktionen dargestellt.



### 4.7.1 Grundzüge des MDSI-Auswerteverfahrens

Die Abb. 29 zeigt, wie der Laserpuls vom Lasermodul (LD) startet, an der Szene reflektiert wird und um die Time-of-Flight  $\tau$  zeitverzögert am Sensor eintrifft. Der Laserpuls tritt durch seine zeitliche Verzögerung vollständig oder nur zum Teil im Integrationsfenster auf. Der Pixelschaltkreis erzeugt eine Pixelspannung, die verstärkt und quantisiert als Quantisierungsspannung für die Berechnung der Time-of-Flight zur Verfügung steht. Über die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung 3 lässt sich aus  $\tau$  die Entfernung bestimmen.

Das Auswerteverfahren *Multiple-Double-Short-Time-Integration* (MDSI) basiert auf der Verarbeitung von zwei Quantisierungsspannungen  $U_{Qu}(\tau, T_{Int})$ . Sie werden aus zwei verschiedenen CDS-Zyklen (*engl.: Double*) mit jeweils unterschiedlich langen Integrationszeiten  $T_{Int}$  gebildet. Der Pixelschaltkreis realisiert Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int}(t, T_{Int})$ , deren Integrationszeiten sich im Nanosekundenbereich (*engl.: Short-Time-Integration*) befinden.

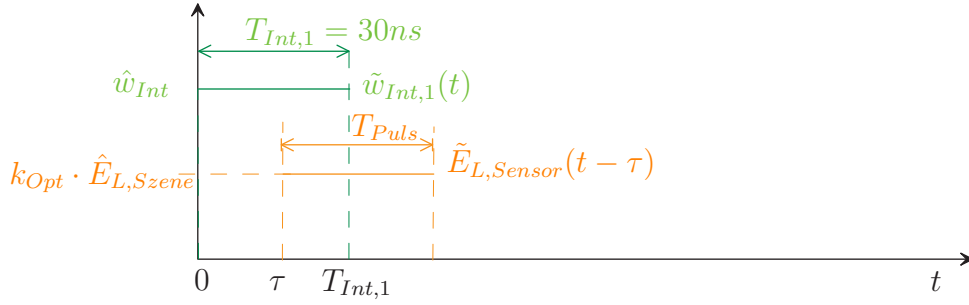
Während dem **CDS-Zyklus 1** ist die Integrationszeit genau so lang wie der 30ns-Laserpuls. Am Ende des Zyklus liegt die Quantisierungsspannung

$$U_{1,Qu,Mod}(\tau, T_{Int,1}) \quad \text{mit} \quad T_{Int,1} = T_{Puls} = 30ns$$

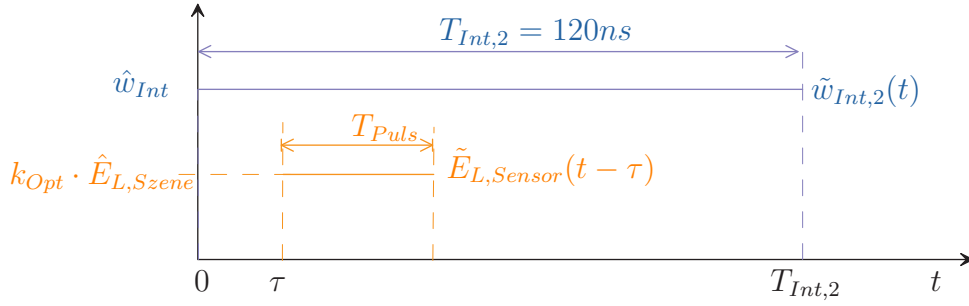
vor. Der Quantisierungsspannungswert  $U_{1,Qu,Mod}$  kann durch zwei verschiedene Laserpulspositionen in Bezug auf das Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int,1}(t, T_{Int,1})$  erzeugt werden.

- 1) Der ausgesandte Laserpuls befindet sich um  $T_{Puls}$  vor dem Integrationsfenster. Der am Sensor eintreffende Laserpuls läuft durch die Time-of-Flight  $\tau$  in das Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int,1}(t, T_{Int,1})$  herein.
- 2) Der ausgesandte Laserpuls deckt sich mit dem Integrationsfenster  $\tilde{w}_{Int,1}(t, T_{Int,1})$ , so dass der am Sensor eintreffende Laserpuls aus dem Integrationsfenster herausläuft.

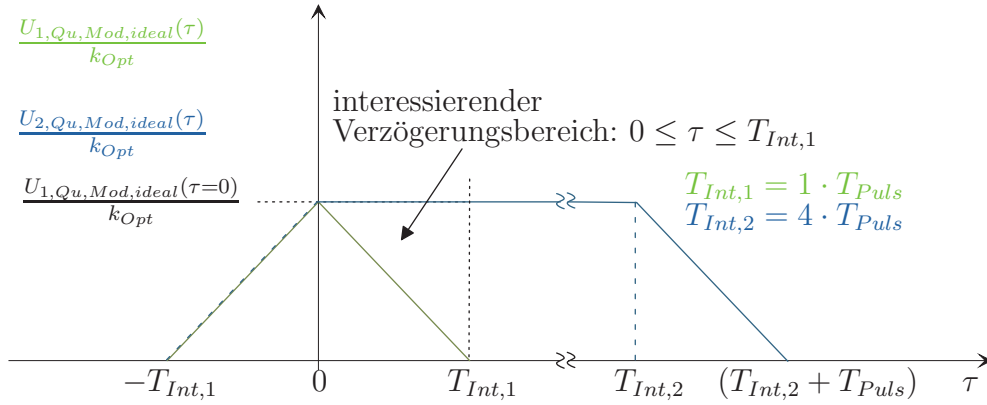
Für konkrete Anwendungen zur Entfernungsbestimmung ergeben sich geeignete Kurvenverläufe der Quantisierungsspannung als Funktion der Time-of-Flight, wenn der ausgesendete Laserpuls zeitgleich mit dem Integrationsfenster startete. Aus diesem Grund wird der Schwerpunkt der folgenden Erläuterungen auf die Laserpulsposition 2) gelegt, siehe Abb. 66(a).



(a) Verzögerter 30ns-Laserpuls und 30ns-Integrationsfenster



(b) Verzögerter 30ns-Laserpuls und 120ns-Integrationsfenster



(c) Amplitudennormierte ideale Quantisierungsspannung

Abbildung 66: Ideale Signalfunktionen des MDSI-Auswerteverfahrens

Im **CDS-Zyklus 2** startet der 30ns-Laserpuls zeitgleich mit dem Integrationsfenster  $\tilde{w}_2(t, T_{Int,2})$ . Weil die Integrationszeit  $T_{Int,2}$  wenigstens doppelt so groß ist wie  $T_{Int,1} = T_{Puls}$  befindet sich der 30ns-Laserpuls auch nach einer zeitlichen Verzögerung um die Time-of-Flight immer im Integrationsfenster. Der Pixelschaltkreis integriert den Laserpuls vollständig und gibt die Quantisierungsspannung

$$U_{2,Qu,Mod}(\tau, T_{Int,2}) \quad \text{mit} \quad T_{Int,2} = 120ns \geq 2 \cdot T_{Int,1} = 2 \cdot T_{Puls}$$

aus. Der zweite Quantisierungsspannungswert  $U_{2,Qu,Mod}$  fungiert als Bezugsgröße gegenüber dem ersten,  $U_{1,Qu,Mod}$ , siehe Abb. 66(b).

Der Abschnitt 4.5.4 stellt in Gl. 116 das Signalmodell  $U_{Qu,Mod}$  für die Quantisierungsspannung vor. Für ideale Signalfunktionen konnte der funktionale Verlauf der Quantisierungsspannung in Abhängigkeit der zeitlichen Verschiebung  $\tau$  gebildet werden. Sie modellieren mit dem Parameter  $T_{Int,1}$  den Quantisierungswert des CDS-Zyklus 1,  $U_{1,Qu,Mod,ideal}$ , nach Gl. 117 und mit  $T_{Int,2}$  den Quantisierungswert des CDS-Zyklus 2,  $U_{2,Qu,Mod,ideal}$ , nach Gl. 118.

In Abb. 66(c) sind die beiden modellierten Quantisierungsspannungen normiert auf  $k_{Opt}$  dargestellt. Die Normierung zeigt, dass ohne den Einfluss des optischen Signalpfads  $U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)$  in Bezug auf  $U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau = 0)$  linear für  $\pm\tau$  abfällt. Diese lineare Abbildung überträgt sich auf den Spannungsquotienten

$$\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Mod,ideal}(\tau) = \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)} = \frac{T_{Int,1} - \tau}{T_{Int,1}} \quad \text{für} \quad 0 \leq \tau \leq T_{Int,1}. \quad (132)$$

Durch Umformen entsteht ein einfacher funktionaler Zusammenhang zwischen der zeitlichen Verzögerung  $\tau$ , dem Quotienten aus den Quantisierungsspannungen  $\frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)}$  und der Integrationszeit  $T_{Int,1}$ .

$$\tau = T_{Int,1} \cdot \left( 1 - \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)} \right) \quad (133)$$

Die Time-of-Flight verhält sich nach Gl. 2 proportional zu dem zurückgelegten Signalweg  $= 2 \cdot d$ . Durch Einsetzen von Gl. 133 in die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung 3 entsteht die MDSI-Entfernungsgleichung

$$d = \frac{c}{2} \cdot T_{Int,1} \cdot \left( 1 - \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)} \right). \quad (134)$$

Das Verfahren der *mehrfachen (engl.: Multiple) analogen Integration* von Laserpulsen (Laserpuls-Burst) unter Abzug des Hintergrundlichts erfolgt in

der CDS-Stufe. Dabei wird der  $N_{Analog}$ -fache Quantisierungsspannungswert  $U_{Qu,N_{Analog}}$  gegenüber dem Quantisierungsspannungswert  $U_{Qu,n}$  (Einzelpuls) erzeugt. Durch die Division von  $N_{Analog}$  entsteht der geschätzte arithmetisch gemittelte Quantisierungsspannungswert

$$\mu_{U_{Qu},Est} = \frac{U_{Qu,N_{Analog}}}{N_{Analog}} = \frac{1}{N_{Analog}} \sum_{n=1}^{N_{Analog}} U_{Qu,n}. \quad (135)$$

Die statistische Verteilung von  $\mu_{U_{Qu},Est}$  aus einem Stichprobenumfang  $N_{Analog}$  besitzt nach Gl. 19 die Standardabweichung  $\sigma_{\mu_{U_{Qu},Est}}$ . Sie nimmt gegenüber der Standardabweichung  $\sigma_{U_{Qu}}$  aus der statistischen Verteilung von Einzelpulsmessungen um  $\frac{1}{\sqrt{N_{Analog}}}$  ab.

$$\sigma_{\mu_{U_{Qu},Est}} = \frac{1}{\sqrt{N_{Analog}}} \cdot \sigma_{U_{Qu}}. \quad (136)$$

Das *analoge Integrieren* eines Laserpuls-Bursts in der CDS-Stufe vermindert den zeitlichen Aufwand der arithmetischen Mittelung, weil bereits eine Summe von Teilspannungen aus der CDS-Stufe ausgelesen und als Quantisierungsspannungswert  $U_{Qu,N_{Analog}}$  für die Berechnung der Entfernung zur Verfügung stehen. Würden stattdessen die Quantisierungsspannungswerte aus Einzelpulsmessungen erst im PC-Speicher gesammelt werden, müsste der Auslesevorgang  $N_{Analog}$  Mal durchgeführt werden. Damit würde sich die gesamte Messzeit für einen gemittelten Quantisierungsspannungswert wesentlich verlängern.

Die Abnahme der statistischen Unsicherheit der Quantisierungsspannungswerte aus der Integration eines Laserpuls-Bursts überträgt sich auch auf das Ergebnis der MDSI-Entfernungsgleichung. Das GAUSSsche Fehlerfortpflanzungsgesetz beschreibt, wie sich die Standardabweichung der Quantisierungsspannungen  $\sigma_{U_{1,Qu,Mod,ideal}}$  und  $\sigma_{U_{2,Qu,Mod,ideal}}$  in der MDSI-Entfernungsgleichung auf die Standardabweichung des Entfernungsergebnisses  $\sigma_d$  überträgt, siehe auch Anhang D.3. Es kann angenommen werden, dass die beiden Quantisierungsspannungen  $U_{1,Qu,Mod,ideal}$  und  $U_{2,Qu,Mod,ideal}$  von einander statistisch unabhängig (unkorreliert) sind, da sie aus zwei durch einen Reset-Vorgang von einander getrennten CDS-Zyklen stammen.

$$\sigma_d = \left( \frac{c}{2} \cdot T_{Puls} \cdot \frac{1}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right) \cdot \sqrt{\left( \sigma_{U_{1,Qu,Mod,ideal}}^2 + \left( \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right)^2 \cdot \sigma_{U_{2,Qu,Mod,ideal}}^2 \right)}$$

Vermindern sich die Standardabweichungen der Quantisierungsspannungen, so sinkt auch die Standardabweichung des Entfernungsergebnisses. Weitere Einflussfaktoren auf die Fortpflanzung der Standardabweichungen sind der Quantisierungsspannungswert  $U_{2,Qu,Mod,ideal}$  und das Verhältnis  $\frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}}$ . Ein großes  $U_{2,Qu,Mod,ideal}$  schwächt die Übertragung der Standardabweichungen. Ein großer Quantisierungsspannungsquotient, der nach der MDSI-Entfernungsgleichung einem kleinen Entfernungsmesswert entspricht, begünstigt die Übertragung der Standardabweichung  $\sigma_{U_{2,Qu,Mod,ideal}}$ .

Sowohl im Zähler als auch im Nenner treten Faktoren auf, siehe Gl. 117 und 118. Durch Kürzen ergeben sich wichtige Konsequenzen:

- 1) Weil der Faktor  $k_{Opt}$  sich im Quotienten aufhebt, ist das Verfahren den nachstehenden Einflüssen aus dem optischen Signalpfad nach Gl. 59 nicht unterworfen:
  - Szenenreflektivität  $\varrho$
  - Transmission  $\zeta$  der abbildenden optischen Bauelemente
  - Blendenzahl  $k_{\#}$  des Sensorobjektivs
  - Öffnungswinkel  $\alpha$  des Strahlenbündels eines abstrahlenden Szenenelements
- 2) Weil die formale Division der Quantisierungsspannungswerte durch die Konstante  $N_{Analog}$  im Zähler wie im Nenner durchgeführt werden würde, entfällt sie.
- 3) Die Verstärkungsfaktoren der im elektrischen Signalpfad liegenden Module heben sich auf.
  - Verstärkung der CDS-Stufe  $v_{CDS}$
  - Verstärkung der Symmetriestufe  $v_{Sym}$
  - Verstärkung des ADUs  $v_{ADU}$

Durch eine variable Szenenreflektivität ist das Messverfahren nicht auf bestimmte Szenen bzw. Objekte eingeschränkt, sofern sie genügend Strahlungsleistung reflektieren, um einen minimalen Quantisierungsspannungswert mit  $U_{Qu,min} \gg \Delta U_{ADU}$  am ADU zu gewährleisten. Die *analoge Integration* von Laserpuls-Bursts hebt  $U_{Qu,min}$  an, wodurch auch schlecht reflektierende Szenen ausgemessen werden können. Des Weiteren sinkt die Standardabweichung des Entfernungsergebnisses, wenn die *analoge Integration* von einem

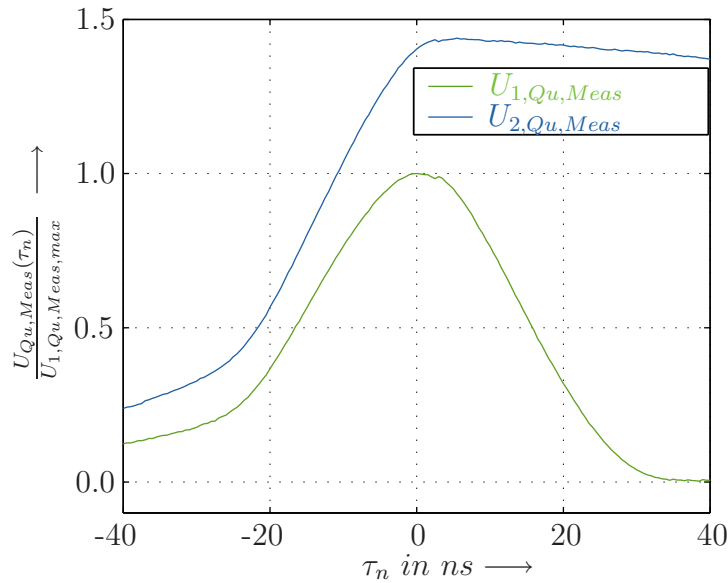


Abbildung 67: Messtechnisch ermittelte normierte Quantisierungsspannung  $\frac{U_{Qu, Meas}(\tau_n)}{U_{1, Qu, Meas, max}}$  für den CDS-Zyklus 1 und 2

Laserpuls-Bursts zum Einsatz kommt. Gegenüber der arithmetischen Mittelung im PC entsteht eine Zeitersparnis in Bezug auf die Summe von  $N_{Analog}$ -fachen CDS-Zyklen, weil sich die Anzahl der Auslesevorgänge reduziert.

Die Kenntnis über Kennzahlen der optischen und elektrischen Baugruppen ist für die Berechnung eines Entfernungswertes  $d$  nicht notwendig. Dadurch wird ein schnelles Umkonfigurieren des Kamerasystems in Bezug auf die Szene möglich, ohne dabei den Berechnungsalgorithmus verändern zu müssen. Bei der Reproduktion der Kamera wirken sich Fehlertoleranzen einzelner Baugruppen nicht so stark aus. Teures Nachentwickeln der SIT-Software, in welche der MDSI-Berechnungsalgorithmus implementiert ist, entfällt.

#### 4.7.2 Das Verhältnis der quantisierten Spannungswerte

Im vorherigen Abschnitt wurde die MDSI-Entfernungsgleichung 134 für die idealen Signalfunktionen abgeleitet. Es wird untersucht, welchen Einfluss die Signalfunktion der realen Signalfunktionen auf das Verhältnis der Quantisierungsspannung hat.

Die Abb. 67 zeigt den funktionalen Verlauf der normierten experimentell ge-

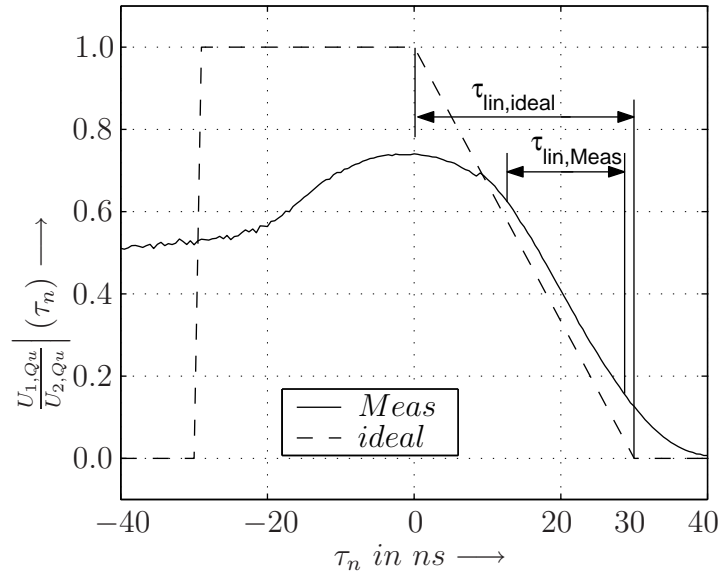


Abbildung 68: Quantisierungsspannungsquotient

wonnenen Quantisierungsspannung. Die Messkurven wurden unter den selben experimentellen Bedingungen wie die aus Abb. 63(a) ermittelt. Die Kennzeichnung als Mittelwertgröße wird zur besseren Übersicht weggelassen. Die Normierung der Quantisierungsspannung auf den maximalen Quantisierungsspannungswert des CDS-Zyklus 1,  $U_{1,Qu,Meas,max}$ , gibt das Verhältnis zwischen  $U_{1,Qu,Meas}$  und  $U_{2,Qu,Meas}$  wieder. Im Vergleich zu dem idealen funktionalen Verlauf der Quantisierungsspannungen aus Abb. 66(c) ergeben sich für die messtechnisch ermittelten Quantisierungsspannungen krummlinige Kurvenverläufe. Die Quantisierungsspannung des CDS-Zyklus 2,  $U_{2,Qu,Meas}$ , erreicht bei  $\tau_0 = 0$  ungefähr den 1,4-fachen Wert gegenüber  $U_{1,Qu,Meas}$ . Die Abb. 68 stellt den funktionalen Verlauf des Quotienten aus den idealen und den gemessenen Quantisierungswerten gegenüber.

Der ideale Quantisierungsspannungsquotient  $\frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Mod,ideal}(\tau_n)$  verläuft wie erwartet im Bereich  $-30ns \leq \tau_n \leq 0$  konstant mit dem Funktionswert 1, weil  $\frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}=U_{1,Qu}} \Big|_{Mod,ideal}(\tau_n) = 1$  gilt, vergleiche auch Abb. 66(c). Im Verzögerungsabschnitt  $0 \leq \tau_n \leq 30$  fällt der ideale Quantisierungsspannungsquotient linear mit  $-\frac{1}{30ns}$  ab, siehe  $\tau_{lin,ideal}$  in Abb. 68.

Aus den gemessenen Quantisierungsspannungswerten ergibt sich durch Division der messtechnisch ermittelte Quantisierungsspannungsquotient.

$$\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas}(\tau_n) = \frac{U_{1,Qu,Meas}(\tau_n)}{U_{2,Qu,Meas}(\tau_n)}$$

Er weicht im Bereich  $\tau_n \leq 0$  stark von dem idealen Kurvenverlauf ab. Im Verzögerungsabschnitt  $8ns \leq \tau_n \leq 18ns$  existiert ein konstanter Anstieg von  $-\frac{0,55}{10ns}$ , siehe  $\tau_{lin,Meas}$  in Abb. 68.

Der lineare Verzögerungsbereich der gemessenen Quotientenkurve  $\tau_{lin,Meas}$  besitzt einen kleineren Anstieg gegenüber dem Anstieg der idealen Quotientenkurve  $\tau_{lin,ideal}$ . Die Differenz gegenüber dem idealen Quotientenverlauf muss korrigiert werden, bevor der Quotientenwert zum Bestimmen der Entfernung verwendet werden kann.

$$\tau_{lin,Meas} < \tau_{lin,ideal}$$

Wird der Quotient aus dem Signalmodell der Gl. 116 für reale Signalfunktionen gebildet,  $\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Mod,real}(\tau_n)$ , treten im Nenner und Zähler die gleichen Konstanten auf. Sie entfallen durch Kürzen innerhalb des Bruchs. Sie entfallen durch Kürzen innerhalb des Bruchs. Für den Quotienten besteht nur die funktionale Abhängigkeit von der Verzögerungszeit  $\tau_n$ . Der Einfluss des optischen Signalpfads wirkt sich somit nicht auf seinen Kurvenverlauf aus.

$$\begin{aligned} \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Mod,real}(\tau_n) &= \frac{U_{1,Qu,Mod,real}(\tau_n)}{U_{2,Qu,Mod,real}(\tau_n)} \\ &= \frac{\int E_{L,Sensor,real}(t - \tau_n) * w_{Int,real}^*(t - T_{Fct}, T_{Int,1}) \dots}{\int E_{L,Sensor,real}(t - \tau_n) * w_{Int,real}^*(t - T_{Fct}, T_{Int,2}) \dots} \\ &\quad \frac{\dots \cdot Sample(t - T_{Int,1}) dt}{\dots \cdot Sample(t - T_{Int,2}) dt} \end{aligned} \quad (137)$$

Die mathematische Abbildung der Verzögerungszeit auf den Quotientenwert,  $\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas}(\tau_n)$ , ist eineindeutig (injektiv), weil sie im Verzögerungsbereich  $0 \leq \tau_n \leq 38ns$  streng monoton fällt, siehe Abb. 68 und [49].

$$\text{Injektivität: } \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas}(\tau_{n1}) = \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas}(\tau_{n2}) \Rightarrow \tau_{n1} = \tau_{n2} \quad (138)$$

Es kann jedem messtechnisch ermittelten Quotientenwert auch wieder ein eindeutiger Verzögerungswert  $\tau_{Meas}$  zugeordnet werden, siehe Abb. 69.

$$f_{Quot} : \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas} \rightarrow \tau_{Meas} \quad \text{für } 0 \leq \tau_{Meas} \leq 38ns \quad (139)$$



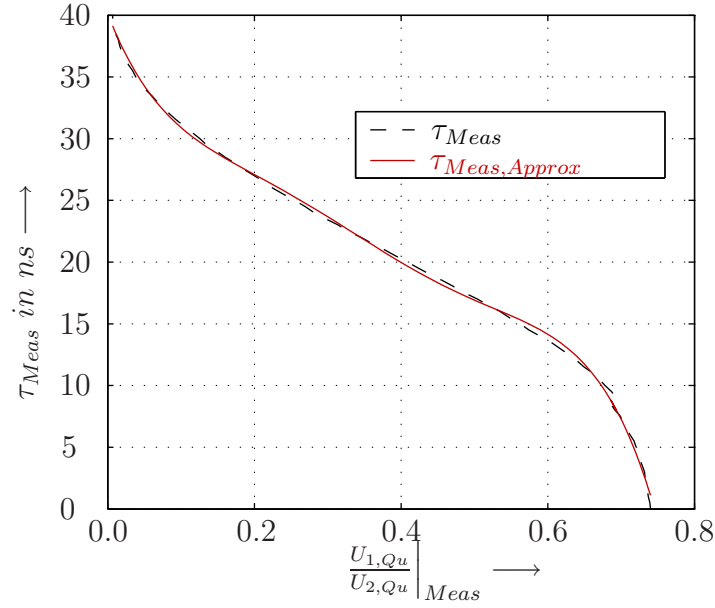


Abbildung 69: Funktionaler Zusammenhang  $f_{Quot}$  zwischen der Verzögerungszeit und dem Quotienten der messtechnisch ermittelten Quantisierungsspannung

Durch Polynominterpolation kann die Funktion  $f_{Quot} \left( \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas} \right)$  im Intervall  $0 \leq \tau_{Meas} \leq 38ns$  interpoliert werden. Das Interpolationspolynom 5. Grades aus Gl. 140 approximiert den Grafen aus Abb. 69.

$$\tau_{Meas,Approx} = \sum_{m=0}^{M=5} a_m \cdot \left( \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas} \right)^m \quad (140)$$

$$a_m = \{40, 1, -152, 9, 842, 6, -2762, 2, 4182, 5, -2352, 9\} \cdot 1ns$$

Um die Funktion  $\tau_{Meas,Approx} \left( \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas} \right)$  der Gl. 140 an die MDSI-Entfernungsgleichung anzupassen wären noch weitere Umformschritte notwendig. In der Praxis wird auf das Anpassen des Polynoms verzichtet. Statt dessen kann die Funktion  $\tau_{Meas,Approx} \left( \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas} \right)$  der Gl. 140 direkt in die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung 3 eingesetzt werden. Die Entfernung bestimmt sich so approximativ über

$$d_{Meas,Approx} = \frac{c}{2} \cdot \tau_{Meas,Approx}. \quad (141)$$

Aus dem Quotienten  $\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Mod,real}(\tau_n)$  aus Gl. 137 geht hervor, dass

- die Kameraverstärkung,
- die Verminderung der Laserpulsamplitude und
- die Amplituden des Laserpulses und der Integrationsfenster

keinen Einfluss auf seinen funktionalen Verlauf ausüben. Der Quantisierungsspannungsquotient kann deshalb als Kennlinie des Kamerasystems mit den Parametern  $T_{Puls}, T_{Int,1}, T_{Int,2}$  aufgefasst werden.

Die Signalformen der realen Signalfunktionen wirken sich auf die messtechnisch ermittelten Quantisierungswerte des CDS-Zyklus 1 und 2 und damit auf den Quantisierungsspannungsquotienten aus. Da im Verzögerungsintervall  $0 \leq \tau_n \leq 38ns$  ein injektiver funktionaler Zusammenhang zwischen dem Quotientenwert und der Verzögerungszeit besteht, ist es möglich, durch ein Interpolationspolynom 5. Grades und mittels der Time-of-Flight-Entfernungsgleichung die Distanz trotz des krummlinigen Quotientenverlaufs zu ermitteln.

### 4.7.3 Messbereichserweiterung

Der Messbereich ergibt sich theoretisch aus der Hälfte des zurückgelegten Signalwegs des Laserpulses. Zeitlich entspricht dies der Laserpulsdauer.

Mit steigender Entfernung verringert sich der Öffnungswinkel des Strahlenbündels  $\alpha$ , so dass die Bestrahlungsstärke des eintreffenden Laserpulses am Sensor nach Gl. 59 proportional mit  $\cos^4(\alpha)$  stark abnimmt. Reicht die generierte Ladungsmenge nur für eine ADU-Eingangsspannung aus, welche kleiner als eine Quantisierungsstufenbreite ist, kann die Berechnung des Quotientenwerts nicht erfolgen. Eine zu geringe Intensität verkürzt damit den Messbereich.

Durch *analoge Integration* eines Laserpuls-Bursts ist es möglich bei einer zu kleinen Bestrahlungsstärke am Sensor mehrere Laserpulse zu einem Pixelspannungswert zusammenzufassen. Steht ausreichend Messzeit für die *analoge Integration* zur Verfügung, kann die Szene ausreichend weit bestrahlt werden. Der Messbereich bleibt erhalten.

Die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung bildet die Time-of-Flight in einen Entfernungswert ab. Wenn der Laserpuls so weit verzögert ist, dass er sich beim Eintreffen am Pixel zeitlich hinter dem Integrationsfenster befindet, entsteht kein Pixelspannungswert. Werden nur ideale Signale betrachtet, führt

laut MDSI-Entfernungsgleichung 134 eine größere Integrationszeit  $T_{Int,1}$  bzw. Impulsdauer des Laserpulses  $T_{Puls}$  bei mindestens doppelt so großer Integrationszeit  $T_{Int,2}$  zu einem größeren Messbereich. Der maximale Entfernungsmessbereich hängt somit unter anderem von der maximal möglichen Verzögerung  $\tau_{max}$  des Laserpulses ab, siehe auch Gl. 3.

$$\begin{aligned}\tau_{max} &= T_{Int,1} = T_{Puls} = 30ns \\ d_{max,ideal} &= \frac{c}{2} \cdot \tau_{max} = \frac{0,3 \frac{m}{ns}}{2} \cdot 30ns = 4,5m\end{aligned}\quad (142)$$

Die krummlinigen Signalverläufe des realen Laserpulses und der realen Integrationsfenster ergeben den Verzögerungsbereich  $\tau_{Meas} = 38ns$ . Analog zu Gl. 142 resultiert ein maximaler Entfernungsmessbereich von

$$d_{max,Meas} = \frac{c}{2} \cdot \tau_{Meas} = \frac{0,3 \frac{m}{ns}}{2} \cdot 38ns = 5,7m. \quad (143)$$

Die nichtlinearen Kurvenverläufe der Quantisierungsspannung ermöglichen es durch Modifikation des Signalprozesses den streng monoton fallenden Quotientenverlauf zusätzlich zu erweitern. Mit einem zeitlich längeren streng monoton fallenden Quotientenverlauf wird ein größerer Messbereich erzielt.

In einer computergestützten Simulation bildet das zeitdiskrete Signalmodell für reale Signalfunktionen aus Gl. 119 die Quantisierungsspannung für den CDS-Zyklus 1,  $U_{1,Qu,Mod,real}(\tau_n)$ , und den CDS-Zyklus 2,  $U_{2,Qu,Mod,real}(\tau_n)$ , nach. Die Normierung auf den Maximalwert  $U_{1,Qu,Mod,real,max}$  gibt das Verhältnis der beiden Quantisierungsspannungen zueinander in Abb. 70 wieder.

Startet der Laserpuls im CDS-Zyklus 1 um  $T_{Shift}$  früher als das Integrationsfenster öffnet, entsteht für die Quantisierungsspannung eine zeitliche Verschiebung (engl.: Time-Shift) entlang der  $\tau_n$ -Achse um  $T_{Shift}$ , siehe auch in Abb. 70  $U_{1,Qu,Mod,real}(\tau_n - T_{Shift})$ .

Mit der Systemkonfigurationen  $T_{Int,1} = T_{Puls} = 30ns$  und  $T_{Int,2} = 120ns$  und dem Parameter  $T_{Shift} = 9ns$  stellt sich in der Simulation ein erweiterter (engl.: Extension) Quotientenverlauf für reale Signalfunktionen ein (Mod,real,Ext). Im Vergleich dazu ist in Abb. 71 der aus gemessenen Quantisierungswerten erzeugte Quotientenverlauf ohne Time-Shift,  $T_{Shift} = 0$ , der Abb. 68 eingezeichnet (Meas).

$$\tau_{Meas,Ext} \approx 1.2 \cdot \tau_{Meas}$$

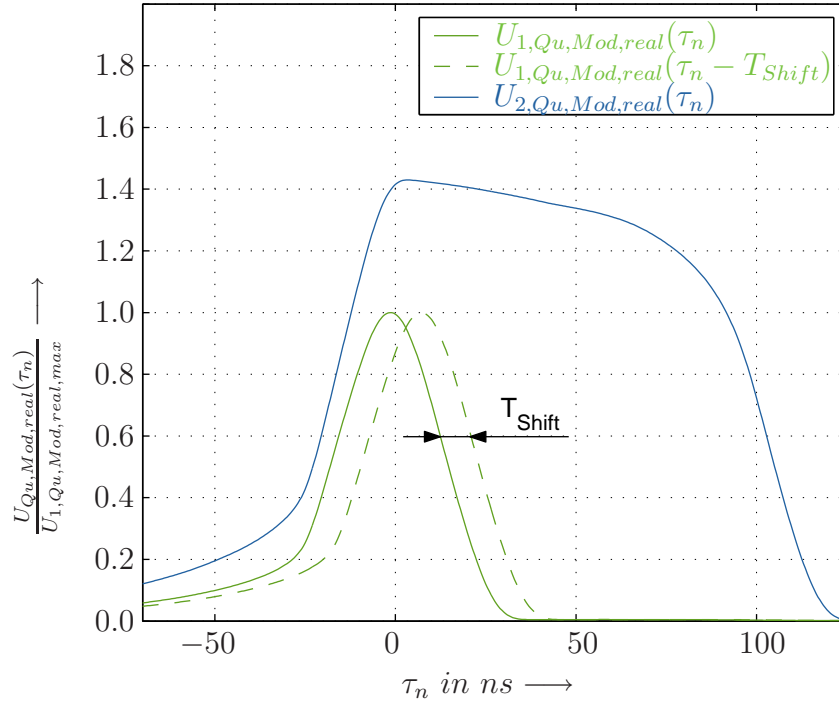


Abbildung 70: Modellierter Quantisierungsspannung realer Signalfunktionen mit und ohne Time-Shift  
 $T_{Shift} = 9ns$

Um die simulierte Quotientenkurve (Mod,real,Ext) messtechnisch zu bestätigen wird im Versuchsaufbau aus Abschnitt 4.5.5 der 30ns-Laserpuls im CDS-Zyklus 1 um  $T_{Shift} = 9ns$  früher ausgesandt. Aus den erzeugten Quantisierungsspannungsfunktionen wird der erweiterte (engl.: Extension) Quantisierungsspannungsquotient gebildet.

$$\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas,Ext}(\tau_n) = \frac{U_{1,Qu,Meas}(\tau_n - T_{Shift})}{U_{2,Qu,Meas}(\tau_n)}$$

Der messtechnisch ermittelte erweiterte Quotientenverlauf (Meas,Ext) nähert sich gut an das Modell des erweiterten Quotientenverlaufs für reale Signalfunktionen aus der Simulation an (Mod,real,Ext), siehe Abb. 71. Die in der Simulation gewonnene Time-Shift von  $T_{Shift} = 9ns$  bestätigt sich aus den messtechnisch gewonnenen Quantisierungsspannungsfunktionen. Sie eignet sich damit zur Erweiterung des Quotientenverlaufs und damit des Messbereichs.

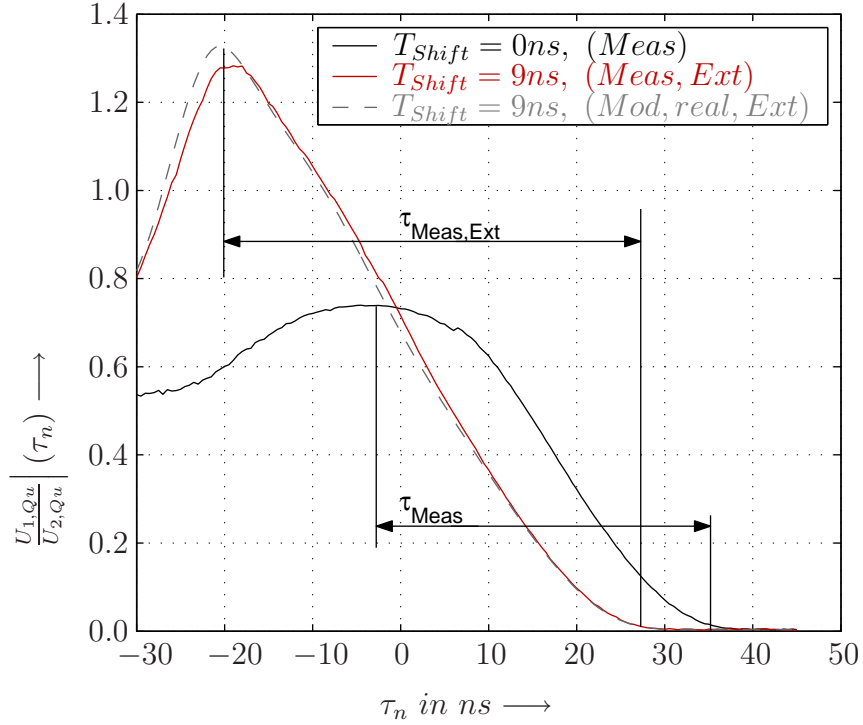


Abbildung 71: Verlauf des Quantisierungsspannungsquotienten als Funktion der Verzögerungszeit  $\tau_n$ , ohne und mit zusätzlicher Time-Shift  $T_{Shift}$

Um den funktionalen Zusammenhang zwischen der Time-of-Flight und der erweiterten Quotientenkurve für die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung 3 nutzen zu können, muss der streng monoton fallende erweiterte Kurvenabschnitt,  $\tau_{Meas,Ext}$ , genau bei  $\tau_0 = 0$  beginnen. Wird der Laserpuls in beiden CDS-Zyklen zusätzlich um  $T_{Offset} = 20ns$  früher ausgesandt, entsteht der geforderte zeitliche Offset für die Quotientenkurve.

$$\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas,Ext,Offset}(\tau_n) = \frac{U_{1,Qu,Meas}(\tau_n - T_{Shift} - T_{Offset})}{U_{2,Qu,Meas}(\tau_n - T_{Offset})}$$

Das streng monoton fallende Kurvensegment des Spannungsquotienten stellt eine eindeutige (injektive) Abbildung des Quotientenwertes auf die Verzögerungszeit dar.

$$\begin{aligned} \text{Injektivität: } \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas,Ext,Offset}(\tau_{n_1}) &= \left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas,Ext,Offset}(\tau_{n_2}) \\ &\Rightarrow \tau_{n_1} = \tau_{n_2} \end{aligned}$$

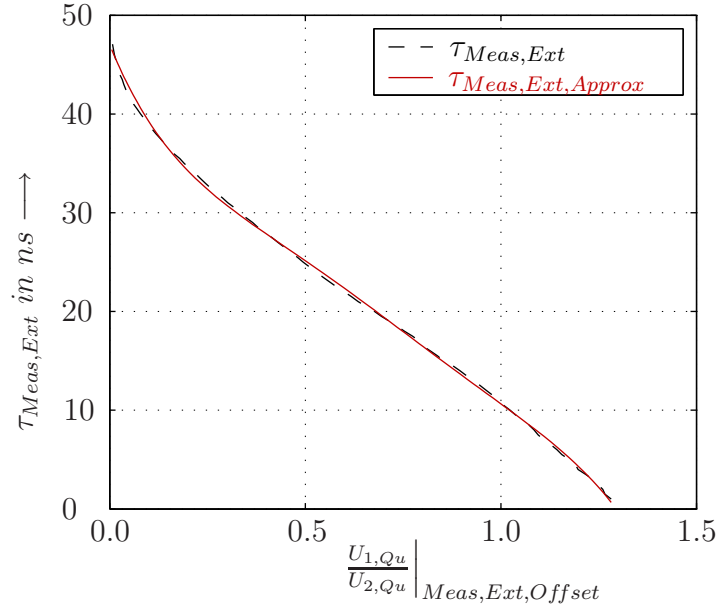


Abbildung 72: Funktionaler Zusammenhang  $f_{Quot,Ext,Offset}$  zwischen der Verzögerungszeit und dem erweiterten Quotienten der messtechnisch ermittelten Quantisierungsspannung

Die Funktion  $f_{Quot,Ext,Offset}$  ordnet jedem Quotientenwert aus dem zeitlich verschobenen streng monoton fallenden Kurvensegment eine Verzögerungszeit zu.

$$f_{Quot,Ext,Offset} : \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas,Ext,Offset} \rightarrow \tau_{Meas,Ext} \quad (144)$$

$$\text{für } 0 \leq \tau_{Meas,Ext} \leq 46ns$$

Der Graf aus Abb. 72 veranschaulicht den funktionalen Zusammenhang aus Gl. 144. Durch Polynominterpolation kann ein Interpolationspolynom 5. Grades gefunden werden, dass den Grafen approximiert.

$$\tau_{Meas,Ext,Approx} = \sum_{m=0}^{M=5} a_m \cdot \left( \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Meas,Ext,Offset} \right)^m \quad (145)$$

$$a_m = \{47,03, -95,0, 225,11, -344,31, 248,4, -68,58\} \cdot 1ns$$

Durch Einsetzen der Verzögerungszeiten  $\tau_{Meas,Ext,Approx}$  in die Time-of-Flight-Entfernungsgleichung lässt sich die Distanz ermitteln. Der Wertebereich des Quotienten  $\left. \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \right|_{Meas,Ext,Offset}$  umfasst ein erweitertes Verzögerungsintervall  $\tau_{Meas,Ext}$ , wodurch sich der Messbereich vergrößert.

$$\begin{aligned} d_{max,Meas,Ext} &= \frac{c}{2} \cdot \tau_{Meas,Ext} \\ &= \frac{0,3 \frac{m}{ns}}{2} \cdot 46ns \approx 7m \end{aligned}$$

Das aufgestellte zeitdiskrete Signalmodell modellierte mit den realen Signalfunktionen, Laserpuls und Integrationsfenster, den Quotienten der Quantisierungsspannungen aus dem CDS-Zyklus 1 und 2. Im Simulator konnte eine Zeitdifferenz zwischen dem CDS-Zyklus 1 und 2 für den Start des Laserpulses ermittelt werden, die den streng monoton fallenden Quotientenverlauf und damit auch den Entfernungsbereich auf  $d_{max,Meas,Ext} = 7m$  erweitert. Mit dem Kamerasystem erzeugte Quantisierungswerte bestätigen den erweiterten Quotientenverlauf.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Die hier vorgestellte *3D-CMOS-Kamera* arbeitet nach dem Messprinzip der *Time-of-Flight*. Es ermittelt die Flugzeit eines Laserpulses, die zwischen dem Aussenden, der Reflexion am Objekt in der Szene und dem Eintreffen am Pixel des Bildsensors vergeht und errechnet aus ihr einen Entfernungswert. In den letzten Jahren war ein Trend zu verzeichnen, bei dem formerfassende Messsysteme dreidimensionaler Objekte die Flugzeit des Lichts zum Bestimmen der Entfernung benutzten.

Das integrierende *Aktive-Pixel* in CMOS-Technologie erlangte in dieser Zeit auf diesem Anwendungsgebiet immer mehr an Bedeutung, weil wichtige Signalprozesse wie das *Correlated-Double-Sampling* (CDS) *On-Chip* implementiert und rauschärmere Schaltkreise in CMOS-Technologie gegenüber der herkömmlichen CCD-Technik entwickelt werden konnten. Die Kamera verarbeitet im CDS-Zyklus ankommende Laserpulse unabhängig vom Hintergrundlicht zu einem Spannungsabstastwert. Es entstanden verschiedene Auswerteverfahren, wie das *Multiple-Short-Time-Integration* (MDSI), das das Entfernungsmessergebnis nach zwei CDS-Zyklen mit zwei unterschiedlich langen Integrationszeiten und damit innerhalb kurzer Zeit bestimmt. Das MDSI-Auswerteverfahren verhält sich unabhängig gegenüber verschiedenen Bestrahlungsstärken am Sensor, wodurch Szenen mit variierenden Reflexionskoeffizienten erfassbar sind.

Die Weiterentwicklung des CMOS-Bildsensors, des Kamerasystems und der Auswerteverfahren wurden innerhalb des MISSY-Projekts vom Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme unter Leitung von Herrn Prof. Hostichka, Ph.D, der Forschungsgruppe CT PS9 der Siemens AG unter Leitung von Herrn Dr. Doemens bzw. Dr. Mengel sowie den Industriepartnern B.E.R Group S.A und Baxall Ltd. vorangetrieben. Des weiteren unterstützte die Information Society Technology das MISSY-Projekt.

Es findet eine Analyse der wesentlichen Bauelemente und Baugruppen statt, bei der auf den Aufbau, die Funktion und wesentliche Einflussfaktoren der Sensoroptik, der Photodiode, des MOS-FETs und des ADUs detailliert eingegangen wird.

Das Kamerasystem gliedert sich in einen optischen Signalpfad (Lasermodul, Laseroptik, Szene und Sensoroptik) und einen elektrischen Signalpfad ( $4 \times 32$ -Pixelsensor mit Kameraplatine, PC mit SIT-Software und optionales Delay-Element). Experimentelle Voruntersuchungen zeigen einen funktionalen Verlauf der Spannungsabstastwertefolge, der sich durch das Verschieben des 30ns-Laserpulses über das 30ns-Integrationsfenster einstellt. Der ermittelte Kurvenverlauf weicht von dem aus idealen rechteckförmigen Laserpuls- und In-



tegrationsfenstersignalen theoretisch konstruierten ab. Die Ursache liegt im nichtidealen Bestrahlungsstärkeverlauf des 30ns-Laserpulses. Vermutlich wirken sich zusätzlich die Diffusionsstromeffekte auf den Signalverlauf des Photodiodenstroms und damit auf den nichtidealen Verlauf der Spannungsabstwertefunktion aus. Somit richtet sich der Fokus auf den funktionalen Verlauf des realen 30ns-Laserpulses und der realen Integrationsfenster. Des Weiteren können die Verstärkungsfaktoren der Symmetriestufe und des ADUs für die Modellierung des elektrischen Signalpfads experimentell gewonnen werden.

Der optische Signalpfad wird hinsichtlich des Leistungsumsatzes und der Bilddigitalisierung untersucht. Das Lasermodul gibt eine Strahlungsleistung von 400W ab, die das Linsensystem (Zylinderlinse + FRESNEL-Linsen-Array) in der Szene gleichmäßig verteilt. Die ausgewählte Lasermoduloptik gewährleistet Augensicherheit, so dass auch humane Szenen erfassbar sind. Die Strahlungsleistungsverluste nehmen lateral zu. Es verbleibt ein eingeschränkter Szenenbereich, der jedoch für die Fahrzeuginnenraumüberwachung, z.B. Feststellen der Beifahrerposition oberhalb der Sitzfläche, ausreichend ist. Theoretische Überlegungen zur Bildentstehung und -digitalisierung führen auf das Spektrum des digitalisierten Bildes. Es gibt Aufschluss über *Aliasing*-Fehler. Bilder, die der Pixelgeometrie sehr ähneln, werden unterabgetastet und eventuell mit MORIÉ-Mustern wiedergeben. Eine stärkere bandbegrenzende Wirkung der Linse verhindert *Aliasing*-Fehler, ruft aber auch Kontrastverluste hervor.

Einzelne reflektierende Objektpunkte verursachen durch die Blendenapertur des Sensorobjektivs optisches Übersprechen, wenn eine minimale Pixelgröße von  $(6,2\mu m)^2$  unterschritten wird. Die theoretischen Betrachtungen zur Bilddigitalisierung zeigen, dass die Abnahme des Bildkontrasts, hervorgerufen durch die Pixelgeometrie, größer sind als die der Linsenapertur. Das eingesetzte Sensorobjektiv mit einer Festbrennweite stellt ein kostengünstiges Standardbauelement dar, das sich für das Kamerasystem sehr gut eignet, wenn die optische Abbildung ausreichend scharf ist.

Es kann ein deterministisches Signalmodell erstellt werden, das den Quantisierungsspannungswert als Funktion des verzögerten amplitudenreduzierten Bestrahlungsstärkeimpulses des Lasermoduls und der Integrationszeit als Parameter erzeugt. Dieses Signalmodell eignet sich sowohl für ideale als auch reale (nicht rechteckförmige) Signalverläufe des Laserpulses und des Integrationsfensters. Es wird eine optische Abtastmethode zur Integrationsfensterbestimmung theoretisch abgeleitet und experimentell umgesetzt. Dadurch war es möglich, das deterministische Signalmodell auch auf reale Signalfunktionen zu erweitern. Die messtechnisch gewonnenen Integrationsfensterfunktionen

sind in Bezug auf ihre Signalform in charakteristische Bereiche unterteilt und quantitativ bewertet worden. Das deterministische Signalmodell kann experimentell durch reale Signalfunktionen bestätigt werden. Dazu wurde ein Vergleich zwischen der im Simulator erzeugten Quantisierungsspannung und der von der Kamera aufgezeichneten Quantisierungsspannung geführt.

Auf Grundlage der Rauschmodelle der Photodiode, des MOS-Transistors und des CDS-Zyklus finden theoretische Betrachtungen zum Rauschen am Ausgang des Pixelschaltkreises statt. Dabei wird gezeigt, wie sich die Strom-rauschleistungsdichten der Photodiode über ein vereinfachtes Netzwerk des Pixelschaltkreises auf die Pixelspannung überträgt. Bei steigender Bestrahlungsstärke am Pixel erhöhen sich auch die Spannungsrauschleistungsdichten am Hold-Kondensator vor dem Eingang der CDS-Stufe. Die CDS-Stufe addiert die daraus resultierenden quadratischen Mittelwerte aus dem Integrationszyklus ohne Laserlichtbestrahlung und dem Integrationszyklus mit Laserlichtbestrahlung.

Der Einfluss des Quantisierungsrauschens ist um so größer, je kleiner die Quantisierungsspannung ist. Das messtechnisch ermittelte Signal-Rauschverhältnis der Quantisierungsspannung hängt von der Bestrahlungsstärke und Laserpulsposition gegenüber dem Integrationsfenster ab. Gut reflektierende Szenen, bei denen sich der überwiegende Anteil des Laserpulses im Integrationsfenster befindet, haben das beste Signal-Rauschverhältnis zur Folge.

Es wird das MDSI-Auswerteverfahren in seinen Grundzügen erläutert, weil in Bezug auf die angestrebte Anwendungen am schnellsten Distanzwerte von Szenen erstellt werden können. Es bestimmt aus einem Quantisierungsspannungsquotienten den Entfernungsmesswert. Die CDS-Stufe ermöglicht eine *analoge Integration* von mehreren Laserpulsen, wodurch ein gemittelter Quantisierungsspannungswert in kürzerer Zeit erstellt werden kann, als wenn er durch Einzelpulsmessungen im PC gebildet werden würde. Einmal vermindern sich dadurch die statistischen Schwankungen des Quantisierungswertes. Zum anderen wird ein größerer Quantisierungsspannungswert erreicht, wodurch der Einfluss des Quantisierungsrauschens abnimmt.

Auf Grundlage des erstellten deterministischen Signalmodells kann die MDSI-Entfernungsgleichung abgeleitet werden. Der dabei auftretende Quantisierungsspannungsquotient stellt den entfernungsbestimmenden Term dar. Die Quantisierungswerte des Nenners und des Zählers werden durch das deterministische Signalmodell modelliert. Durch Kürzen gleicher Faktoren kann die Unabhängigkeit des MDSI-Auswerteverfahrens gegenüber den Einflüssen des optischen Signalpfads (variable Szenenreflektivität) nachgewiesen werden. Es findet ein Vergleich zwischen dem Quantisierungsspannungsquotienten, der

mit idealen und realen Signalfunktionen modelliert wurde, statt. Der Verlauf des Quantisierungsspannungsquotienten als Funktion der Verzögerungszeit  $\tau$  besitzt einen streng monoton fallenden Kurvenabschnitt (eindeutiger funktionaler Zusammenhang).

Im Simulator wird auf Grundlage des deterministischen Signalmodells für reale Signalfunktionen der Signalprozess modifiziert. Ergebnis ist ein erweiterter streng monoton fallender Kurvenabschnitt des Quantisierungsquotienten, wodurch sich der Messbereich vergrößert. Das Kamerasystem liefert für die entsprechenden Systemparameter eine gemessene Quantisierungsspannungskurve, die der simulierten sehr nahe kommt. Auf Grund des eindeutigen funktionalen Zusammenhangs im streng monoton fallenden Kurvenabschnitt kann ein Interpolationspolynom 5. Grades die Verzögerungszeit aus dem Quotientenwert bestimmen. Durch Einsetzen in die *Time-of-Flight*-Entfernungsgleichung kann der Entfernungsmesswert einfach approximiert werden.

Zukünftige Kamerasysteme müssen nicht mehr hinsichtlich noch rechteckförmiger (idealerer) Laserpuls- und Integrationsfensterfunktionen entworfen werden, da der erzielte Abbildungsbereich des Quantisierungsspannungsquotienten auf die Verzögerungszeit ausreichend ist. Die computergestützte Simulation der Quantisierungswerte und die Quotientenbildung spart Entwicklungszeit und -kosten ein. Die messtechnisch ermittelten (realen) Integrationsfensterfunktionen bilden Bezugsfunktionen, mit denen weiterentwickelte Schaltkreistypen verglichen werden können.

Parallel zu dieser Arbeit wurde ein Kamerasystem realisiert, bei dem zwei Altera-Syclone-FPGAs zum einen die Sensoransteuerung übernehmen und zum anderen die Entfernungsberechnung nach dem jeweiligen Auswertalgorithmus realisieren. Es entstand eine schnellere, kompaktere und preiswertere *3D-CMOS-Kamera*. Im Kamerasystem befindet sich ein neuer  $4 \times 64$  Pixel-sensor. Seine Ausstattung mit Twin-Photodiodes, die im Binning-Mode den Durchschnittswert aus einem Double-Pixel liefern und im High-Resolution-Mode separate Werte ausgeben, stellt neue Signalfunktionen *On-Chip* zur Verfügung. Die Pixelgröße beträgt mit  $130 \times 300 \mu\text{m}^2$  nur die Hälfte gegenüber dem hier besprochenen Vorgängermodell und steigert die optische Auflösung der Szene im digitalisierten Entfernungsbild.

## Literatur

- [1] B.Röthlein. *Der Allrounder*. New World, 2/2001.
- [2] O.Schrey. *CMOS Kamera für dreidimensionales Sehen*. FhG-IMS Finckenstraße 61, 47057 Duisburg, 2003.
- [3] R.Jeremias, W.Brockherde, G.Doemens, B.Hosticka, L.Listl, and P.Mengel. A CMOS photosensor array for 3d imaging using pulsed laser. *2001 IEEE International Solid-State Circuits Conference*, 21:252, 253, 2001.
- [4] G.Meynants, B.Dierickx, and D.Scheffer. CMOS active pixel image sensor with CCD-performance. *SPIE/ EUROPTO AFPAEC conference*, paper no. 3410-10, 18-19 May 1998.
- [5] R.Schwarte, Z.Xu, H.Heinol, J.Olk, R.Klein, B.Buxbaum, H.Fischer, and J.Schulte. A new electrooptical mixing and correlating sensor: Facilities and applications of the photonic mixer device (PMD). *Presentation on LASER '97, München*, 16-18 June 1997.
- [6] B.Buxbaum, R.Schwarte, T.Ringbeck, X.Luan, Z.Zhang, Z.Xu, and H.Heß. Synchronisation in spread spectrum laser radar systems based on PMD-DLL. *Proceedings of the SPIE*, 3965:177–88, 2000.
- [7] O.Elkhalili, O.Schrei, R.Jeremias, P.Mengel, M.Petermann, W. Brockherde, and B. Hosticka. Three-dimensional CMOS image sensor with 4×64 pixel array. *Proceedings of the SPIE*, 5251, no.1:208–216, 2004.
- [8] R.Lange. *3D Distanzmessung nach dem Time-of-Flight-Verfahren mit kundenspezifischen Halbleiterbildsensoren in CMOS/CCD Technologie*. Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, Fachbereich Elektrotechnik und Informatik, 2000.
- [9] B.E.A.Saleh and M.C.Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley and Sons, New York, 1991.
- [10] V.Delays and P.Labeye. High-resolution eye safe time of flight laser range finding. *Proceedings of the SPIE*, 4035:216–225, 2000.
- [11] J.Nissinen, P.Palojärvi, and J.Kostamovaara. A CMOS receiver for a pulsed time-of-flight laser rangefinder. *Proceedings of the ESSCIRC*, pages 325–328, 2003.

- 
- [12] P.Mengel, G.Doemens, and L.Listl. Fast range imaging by CMOS sensor array through Multiple Double Short Integration (MDSI). In *International Conference on Image Processing*, volume 2 of *Proceedings 2001*, pages 169–172, 2001.
  - [13] R.Kuhla, B.Hosticka, P.Mengel, and L.Listl. Modeling of a 3d CMOS sensor for time-of-flight measurements. *Proceedings of the SPIE*, 5251 no.1:233–242, 2004.
  - [14] L.Viarani, D.Stoppa, L.Gonzo, M.Gottardi, and A.Simoni. A CMOS smart pixel for active 3d vision applications. *Proceedings of IEEE Sensors 2002*, 1:11–14, 2002.
  - [15] S.Kawahito and I.A.Halin. Active pixel circuits for CMOS time-of-flight range image sensor. *Proceedings of SPIE*, 5302 No. 1:69–78, 2004.
  - [16] P.Gulden, M.Vosiek, P.Heide, and R.Schwarte. Novel opportunities for optical level gauging and 3d-imaging with the photoelectronic mixing device. *IEEE Instrumentation and Measurement*, 2001.
  - [17] R.Lange, P.Seitz, A.Biber, and S.Lauxtermann. Demodulation pixels in CCD and CMOS technologies for time-of-flight ranging. *Proceedings of the SPIE*, 3965:177–188, 2000.
  - [18] D.Loemann. *Digitale Nachrichtentechnik*. Verlag Technik, Berlin, 2002.
  - [19] G.Wunsch; H.Schreiber. *Analoge Systeme*. Verlag Technik, Berlin, 1988.
  - [20] R.Hoffmann. *Signalanalyse und -erkennung*. Springer-Verlag, Berlin, 1998.
  - [21] E.Schrüfer. *Elektrische Messtechnik*. Carl Hanser Verlag, München, 1990.
  - [22] H.D.Lüke. *Signalübertragung*. Springer, Berlin, 1995.
  - [23] J.M. Lloyd. *Thermal Imaging Systems*. Plenum Press, London, 1975.
  - [24] B. Jähne. *Digital Image Processing*. Springer, Heidelberg, 2002.
  - [25] G.Schröder. *Technische Optik*. Vogel, Würzburg, 1987.
  - [26] E.Hecht. *Optik*. Addison-Wesley, München, 1989.
  - [27] H.Neumann and G.Schröder. *Taschenbuch der technischen Optik*. Carl Hanser Verlag, München, 1992.

- 
- [28] D.A. Ross. *Optoelektronik*. Oldenburg Verlag, 1982.
  - [29] A. Möschwitzer. *Halbleiter- & Mikroelektronik Band 1*. Carl Hanser Verlag, München, Wien, 1992.
  - [30] P.R.Gray and R.G.Meyer. *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*. John Wiley and Sons, New York, 1993.
  - [31] B. Wang, J.R. Hellums, and C.G. Sodini. MOSFET thermal noise modeling for analog integrated circuits. *Journal of Solid-State Circuits*, 29:833–835, 1994.
  - [32] R.Sarpeshkar, T.Delbrück, and C.A.Mead. White noise in MOS transistors and resistors. *IEEE Circuits & Devices*, pages 23–29, 1993.
  - [33] Rudolf Müller. *Rauschen*. Springer Verlag, Berlin, 1990.
  - [34] E.P.Vandamme and L.K.J.Vandamme. Critical discussion in unified 1/f noise models for MOSFETs. *IEEE TRANSACTION ON ELECTRON DEVICES*, 47:2146–2152, 2000.
  - [35] O.Elkhaili. *Entwicklung von optischen 3D CMOS-Bildsensoren auf der Basis der Pulslaufzeitmessung*. Dissertation, Fraunhofer-Institut für Mikroelektornische Schaltungen und Systeme, Finkenstraße 61, 47057 Duisburg, Juli 2004.
  - [36] E.Zernickel. *Konzeption und Entwicklung eines Kamerasystems für 3D-CMOS-Bildsenoren*. Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Finkenstraße 61, 47057 Duisburg, Juli 2000.
  - [37] Werner Brockherde. *Persönliche Mitteilung*. FhG-IMS Finkenstraße 61, 47057 Duisburg, 25/1/2006.
  - [38] C.Rooman, D.Coppee, and M.Kuijk. Asynchronous 250-Mb/s optical receivers with integrated detector in standard CMOS technology for optocoupler applications. *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, 35:953–957, 2000.
  - [39] K.Lange und K.-H.Lcherer. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik/Meinke; Gundlach*. Springer-Verlag, Berlin/ Heidelberg, 1992.
  - [40] D.H. Ballard. *Computer Vision*. Prentice-Hall, London, 1987.
  - [41] Center for Electronic Imaging Systems. *Slide ECE 102*. University of Rochester.

- 
- [42] A. Teuner and N. Stevanovic. *Konzeptstudie eines CMOS-Sensors zur Tiefenerfassung*. Fraunhofer-Institut für Mikroelektornische Schaltungen und Systeme, Finkenstr. 61, 47057 Duisburg, 1999.
- [43] O.Elkhalili. *Entwicklung und Implementierung einer rauschoptimierten Ausleseschaltung für CMOS-Photosensoren*. Diplomarbeit, Technische Universität Dresden, Mommsenstraße 13, 01026 Dresden, Juli 2001.
- [44] Murray R.Spiegel. *Laplace-Transformation*. McGraw-Hill Book Company Europe, London, 1977.
- [45] J.M. Pimbley and G.J. Michon. The output power spectrum produced by correlated double sampling. *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 38 No. 9:1086–1091, 1991.
- [46] J.Genoe, D.Coppee, J.H.Stiens, R.A.Vounckx, and M.Kuijk. Calculation of the current response of the spatially modulated light CMOS detector. *IEEE TRANSACTION ON ELECTRON DEVICES*, 48:1892–1901, 2001.
- [47] R.T.Hawkins II, M.D.Jones, S.H.Pepper, J.H.Goll, and M.K.Ravel. Vector characterization of photodetectors, photoreceivers and optical pulse sources by time-domain pulse response measurements. *IEEE TRANSACTION ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT*, 41:467–475, 1992.
- [48] M.Friedrich. *Implementierung und Evaluierung von Algorithmen zur Entfernungsbestimmung für einen 3D CMOS Sensor*. Diplomarbeit, Fachhochschule Lausitz, Großenhainer Str. 16, 01968 Senftenberg, August 2003.
- [49] Ilja N.Bronstein. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1993.

## A Anhang

### A.1 Projektion des Pixels in die Gegenstandsebene

Ausgangspunkt ist die scharfe Abbildung, wobei angenommen wird, dass sich die Sensorebene immer in der Bildebene befindet. Die Kameraoptik kann als dünne Linse für die Objektivabbildung modelliert werden. Sie projiziert die Pixellänge  $l'_x$  in die Gegenstandsebene  $l_x$ .

$$\begin{aligned}\frac{1}{f} &= \frac{1}{d'} - \frac{1}{d} \\ \gamma &= \frac{d'}{d} = \frac{l_x}{l'_x} \\ l_x &= l'_x \left(1 + \frac{d}{f}\right) \\ l_{x_{min}} &= l'_x \left(1 + \frac{d_{min}}{f}\right) = 0,260mm \left(1 + \frac{49mm}{4,8mm}\right) \approx 2,9mm \\ l_{x_{max}} &= l'_x \left(1 + \frac{d_{max}}{f}\right) = 0,260mm \left(1 + \frac{4500mm}{4,8mm}\right) \approx 24,4cm\end{aligned}$$

### A.2 $\cos^4(\alpha)$ -Gesetz/ optischer Wirkungsgrad

$$dA_{Ill} = \left(\frac{d}{f}\right)^2 \cdot \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\vartheta)} \cdot dA_{Sensor}$$

$$\begin{aligned}d\hat{\Phi} &= dA_{Ill} \int \hat{L} \cdot \cos(\vartheta) \cdot d\omega \\ &= \left(\frac{d}{f}\right)^2 \cdot \cos(\alpha) \cdot dA_{Sensor} \int \hat{L} \cdot \frac{\cos(\vartheta)}{\cos(\vartheta)} \cdot d\omega\end{aligned}$$

$$d\omega = \frac{A_{Apertur} \cdot \cos(\alpha)}{\left(\frac{d}{\cos(\alpha)}\right)^2} = \frac{\frac{\pi}{4} \mathcal{D}_{EP}^2 \cdot \cos(\alpha)}{\left(\frac{d}{\cos(\alpha)}\right)^2}$$



$$\begin{aligned}
\hat{E}_{Sensor}(\alpha) &= \frac{d\hat{\Phi}_{Sensor}}{dA_{Sensor}} = \left(\frac{d}{f}\right)^2 \cdot \cos(\alpha) \cdot \hat{L}_{Szene} \cdot \frac{\frac{\pi}{4}\mathcal{D}_{EP}^2 \cdot \cos(\alpha)}{\left(\frac{d}{\cos(\alpha)}\right)^2} \\
&= \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{k_{\#}^2} \cdot \cos^4(\alpha) \cdot \pi \hat{L}_{Szene} \\
&= \frac{\cos^4(\alpha)}{4 \cdot k_{\#}^2} \cdot \hat{E}_{Szene}
\end{aligned}$$

### A.3 Minimale Pixellänge $l_{x,min}$

Das Kriterium für die minimale Pixellänge ist die 2. Nullstelle der AIRY-Funktion  $x'_0$  analog zu Gl. 35.

$$\begin{aligned}
l'_{x,min} = x'_0 &= 7,02 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \cdot k_{\#} \\
&= 7,02 \cdot \frac{903nm}{\pi} \cdot 1,8 \\
&= 3,6\mu m
\end{aligned}$$

### A.4 Die Grenzfrequenzen der Linse und des Pixels

Die  $MTF_{Linse}$  hängt von der Polarkoordinate des Radius mit  $\mathcal{R} = 1/f_R$  ab. Die Kreisgleichung verknüpft den Radius mit den kartesischen Koordinaten der Bildebene.

$$\begin{aligned}
\mathcal{R}^2 = x^2 + y^2 &\rightarrow \frac{1}{f_{\mathcal{R}}^2} = \frac{1}{f_x^2} + \frac{1}{f_y^2} \\
f_{\mathcal{R}} &= f_x \text{ für } f_y = 0
\end{aligned}$$

$$MTF_{Linse}(f_x = f_{x,c,Linse}) = 0 :$$

$$\begin{aligned}
f_{x,c,Linse} &= \frac{1}{\lambda \cdot k_{\#}} \\
&= \frac{1}{900nm \cdot 1,8} \approx 600 \frac{Lp}{mm}
\end{aligned}$$

Die Einheit der Ortsfrequenz  $Lp/mm$  leitet sich von einer sinusförmigen Intensitätsverteilung ab, wobei eine volle Periode (hell dunkel) als ein **Linienpaar**

$Lp$  pro Länge gezählt wird.

$$\underline{L}_{\text{Pixel}}(f_x = f_{x,c,\text{Pixel}}) = 0 :$$

$$\begin{aligned} \sin(l_x \cdot f_{x,c,\text{Pixel}}) &= \frac{\sin(\pi l_x f_{x,c,\text{Pixel}})}{(\pi l_x f_{x,c,\text{Pixel}})} = 0 \\ l_x \cdot f_{x,c,\text{Pixel}} &= n & n \in \mathbb{Z} \\ f_{x,c,\text{Pixel}} &= \frac{1}{l_x} \quad \text{für } n = 1 \\ &= \frac{1}{260\mu m} = 3,846 \frac{Lp}{mm} \end{aligned}$$

Durch das Abtasten der Pixel wiederholt sich das Spektrum mit der Abtastfrequenz  $f_{S,x}$  entlang der  $f_x$ -Achse. Es wird angenommen, dass die Pixel ohne Zwischenraum angeordnet sind  $\rightarrow FF_x = 1$ .

$$\begin{aligned} f_{S,x} &= \frac{1}{\frac{l_x}{FF_x}} \\ &= \frac{1}{260\mu m} \cdot 1 = 3,846 \frac{Lp}{mm} \end{aligned}$$

Als NYQUIST-Grenze ergibt sich nach dem Abtasttheorem:

$$\begin{aligned} f_{S,x} \cdot \frac{1}{2} &= \frac{1}{\frac{l_x}{FF_x}} \cdot \frac{1}{2} \\ &= \frac{1}{260\mu m} \cdot 1 \cdot \frac{1}{2} = 1,923 \frac{Lp}{mm} \end{aligned}$$

## B Anhang

### B.1 Integrationsfenster

$$\begin{aligned}\tilde{w}_{Akk}(t) &= \hat{w}_{Akk} \cdot \text{rect}\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Akk}}{T_{Akk}}\right) \\ \hat{I}_{Ph,HL} &= S_{PD} \cdot FF \cdot A_{Pixel} \cdot \hat{E}_{HL}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}U_{HL}(t) &= \int_t \tilde{E}_{HL}(t) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t) dt = \int_0^{T_{Akk}} \hat{E}_{HL} \cdot \hat{w}_{Akk}(t) dt \\ &= \hat{E}_{HL} \cdot \hat{w}_{Akk} \cdot T_{Akk} \\ &= \frac{1}{C_{PD}} \int_0^{T_{Akk}} \hat{I}_{Ph,HL} dt \\ &= \frac{1}{C_{PD}} \cdot \hat{I}_{Ph,HL} \cdot T_{Akk}\end{aligned}$$

$$\hat{E}_{HL} \cdot \hat{w}_{Akk} \cdot T_{Akk} = \frac{1}{C_{PD}} \cdot \hat{I}_{Ph,HL} \cdot T_{Akk}$$

$$\begin{aligned}\hat{w}_{Akk} &= \frac{\frac{1}{C_{PD}} \cdot \hat{I}_{Ph,HL}}{\hat{E}_{HL}} \\ &= \frac{\frac{1}{C_{PD}} \cdot \hat{I}_{Ph,HL}}{\frac{\hat{I}_{Ph,HL}}{S_{PD} \cdot FF \cdot A_{Pixel}}} \\ &= \frac{1}{C_{PD}} \cdot S_{PD} \cdot FF \cdot A_{Pixel} \\ &= \frac{V}{\frac{W}{m^2} \cdot s}\end{aligned}$$

## B.2 Faltungsintegral

$$\begin{aligned}
 U_{Int,HL}(t) &= \tilde{E}_{HL}(t) * \tilde{w}_{Akk}(t) \\
 &= \int_t \tilde{E}_{HL}(\xi) \cdot \tilde{w}_{Akk}(t - \xi) d\xi \\
 &= \hat{E}_{HL} \cdot \hat{w}_{Akk} \cdot \int_0^{T_{Akk}} E_{HL}(\xi) \cdot w_{Akk}(t - \xi) d\xi \\
 &= \frac{W}{m^2} \cdot \frac{V}{\frac{W}{m^2} \cdot s} \cdot s \\
 &= 1V
 \end{aligned}$$

## B.3 Idealer Abtastvorgang

$$\begin{aligned}
 U_{Int}(t = T_{Sample}) &= \int_0^{T_{Akk}} U_{Int}(t) \cdot Sample(t - T_{Sample}) dt \\
 &= \int_0^{T_{Akk}} U_{Int}(t) \cdot \delta(t - T_{Sample}) dt \\
 &= 1V \cdot \frac{1}{s} \cdot s = 1V
 \end{aligned}$$

## B.4 Abtast- und Haltevorgang

$$\begin{aligned}
 U_{Hold}(t) &= U_{Int}(t) \cdot Sample(t - T_{Sample}) * h_{ZOH}(t) \\
 &= \int_t U_{Int}(\xi) \cdot \delta(\xi - T_{Sample}) \cdot h_{ZOH}(t - \xi) d\xi = 1V \cdot \frac{1}{s} \cdot 1 \cdot s = 1V \\
 &= U_{Int}(t = T_{Sample}) \cdot rect\left(\frac{t - \frac{1}{2}T_{Hold} - T_{Sample}}{T_{Hold}}\right)
 \end{aligned}$$

## B.5 Signalmodell der Quantisierungsspannung

$$\begin{aligned}
U_{Qu,Mod}(\tau, T_{Int}) &= v_{Cam} \cdot \int_t U_{Conv}(t, \tau) \cdot Sample(t - T_{Sample}) \cdot dt \\
&= v_{Cam} \cdot \int_t \left( \tilde{E}_{L,Sensor}(t, \pm\tau) * \tilde{w}_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int})(t) \right) \dots \\
&\quad \dots \delta(t - T_{Sample}) \cdot dt \\
&= v_{Cam} \cdot k_{Opt} \cdot \int_0^{T_{Akk}} \left( \hat{E}_{L,Szene} \cdot E(t - \tau, T_{Puls}) * \right. \\
&\quad \left. \hat{w}_{Int} \cdot w_{Int}^*(t - T_{Fct}, T_{Int}) \right) \cdot Sample(t - T_{Int}) dt \\
&= \frac{DN}{V} \cdot 1 \cdot \left( \frac{W}{m^2} \cdot 1 \cdot \frac{V}{\frac{W}{m^2} \cdot s} \cdot 1 \cdot s \right) \cdot \frac{1}{s} \cdot s = 1DN
\end{aligned}$$

## C Anhang

### C.1 Thermisches Rauschen $\rightarrow kT/C$ -Rauschen

Das thermische Rauschen eines Widerstands wird mit der Stromrauschleistungsdichte  $\underline{S}_I$  beschrieben. Befindet sich parallel zur Masse ein Kondensator so entsteht ein RC-Netzwerk mit der spektralen Übertragungsfunktion  $\underline{H}_{RC}(f_t)$ .

$$\underline{H}_{RC}(f_t) = R \cdot \frac{1 - j2\pi f_t RC}{1 + (2\pi f_t)^2 (RC)^2}$$

$$\underline{S}_I = \frac{4kT}{R}$$

$$\begin{aligned} \underline{S}_U(f_t) &= \underline{H}_{RC}^2(f_t) \cdot \underline{S}_I \\ &= \frac{R^2}{1 + (2\pi f_t RC)^2} \cdot \frac{4kT}{R} \end{aligned}$$

Der Mittelwert der Ausgangsspannung am Widerstand dieses GAUSS-Prozesses ist  $\mu_U = 0$ . Folglich stellt sich dieser Mittelwert auch nach dem RC-Glied ein. Bei mittelwertfreien Rauschprozessen ist die Spannungsvarianz gleich dem quadratischen Mittelwert.

$$\begin{aligned} \overline{u^2} &= \int_0^\infty \underline{H}_{RC}^2(f_t) \cdot \underline{S}_I \, df_t \\ &= \frac{2kT}{RC^2\pi} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{\frac{1}{(RC)^2} + (2\pi f_t)^2} d2\pi f_t \\ &= \frac{2kT}{C\pi} \cdot \arctan(2\pi f_t RC) \Big|_0^\infty \\ &= \frac{kT}{C} = \overline{u^2}_{kTC} \end{aligned}$$

## C.2 Rauschquellen im Pixelschaltkreis

Es wird eine Rauschanalyse der Siemens-Zeile RD1 nach der Simulationsschaltung vom 5.2.2000 der FhG, die schon als Prinzipschaltbild in Abb. 43 vorgestellt wurde, durchgeführt. Ziel ist es, für die dominanten Rauschquellen im Netzwerk des Pixelschaltkreises die Übertragung ihrer Rauschleistungsdichten an den Hold-Kondensator  $C_{Hold}$  qualitativ zu beschreiben.

Die Analyse erfolgt zum Abtastzeitpunkt  $T_{Sample}$  der S&H-Stufe, wenn am Hold-Kondensator die Spannung  $U_{C_{Hold}}$  entsteht. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Reset-Transistor im hochohmigen Zustand, die Transistoren der Buffer-Stufen besitzen ein fest eingestellten Kanalleitwert und der Shutter-Transistor befindet sich im niederohmigen Bereich. An der Photodiodenkapazität entsteht die Photodiodenspannung, die als Signalwert von den Buffer-Stufen übertragen und dem Shutter-Transistor abgetastet wird.

### Rauschen der Photodiode

Zuerst erfolgt die Berechnung der Rauschspannung an  $C_{Hold}$ , die sich nur aus dem Gesamt rauschstrom der Photodiode zum Zeitpunkt  $T_{Sample}$  ergeben würde. Aus dem Prinzipschaltbild kann das verkürzte Rauschersatzschaltbild gewonnen werden.

Für die Kleinsignalströme und -spannungen werden die äquivalenten komplexen Ströme und Spannungen eingeführt. Aus ihnen lassen sich komplexe Übertragungsfunktionen einzelner Baugruppen ermitteln.

$$\begin{aligned}
 \underline{U}_{PD} &= \frac{1}{j2\pi f_t C_{PD}} \cdot \underline{I}_{PD,Tot} \\
 \underline{U}_{M1} &= \frac{g_{m,M1}}{g_{ds,M1} + \frac{1}{R_K} + \frac{g_{ds,Shutter} \cdot j2\pi f_t C_{Sample}}{g_{ds,Shutter} + j2\pi f_t C_{Sample}}} \cdot \underline{U}_{PD} \\
 \underline{U}_{C_{Sample}} &= \frac{1}{1 + j2\pi f_t \frac{C_{Sample}}{g_{ds,Shutter}}} \cdot \underline{U}_{M1} \\
 \underline{U}_{C_{Hold}} &= \frac{g_{m,M2}}{g_{ds,M2} + \frac{1}{R_K} + j2\pi f_t C_{Hold}} \cdot \underline{U}_{C_{Sample}}
 \end{aligned}$$

Aus den ermittelten komplexen Übertragungsfunktionen entsteht durch Einsetzen die Impedanz-Übertragungsfunktion  $\underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2}$ , die den Photo-

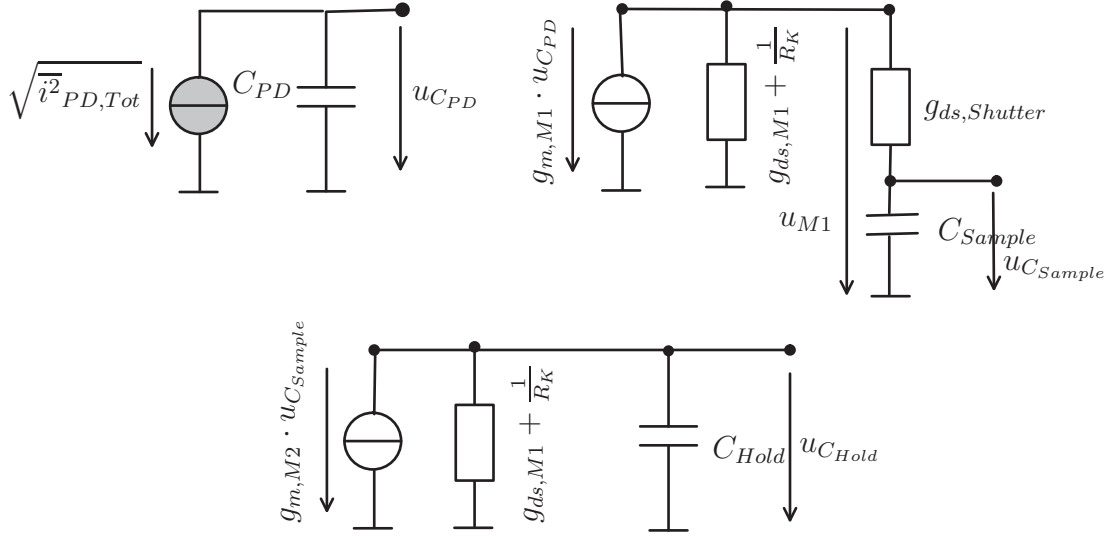


Abbildung 73: Verkürztes Rauschersatzschaltbild des Pixelschaltkreises mit Photodiode

diodenstrom in die Kondensatorspannung  $U_{C_{Hold}}$  umsetzt.

$$\begin{aligned} \underline{U}_{C_{Hold}} &= \underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2} \cdot \underline{I}_{PD,Tot} \\ \underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2}(j2\pi f_t) &= \frac{1}{j2\pi f_t C_{PD}} \cdot \frac{g_{m,M1}}{g_{ds,M1} + \frac{1}{R_K}} \cdot \frac{1}{1 + j2\pi f_t \frac{C_{Sample}}{g_{ds,Shutter}}} \cdot \\ &\quad \frac{g_{m,M2}}{g_{ds,M2} + \frac{1}{R_K} + j2\pi f_t C_{Hold}} \end{aligned}$$

Das Betragsquadrat einer komplexen Übertragungsfunktion ist das Produkt aus der komplexen Übertragungsfunktion und ihrer komplex konjugierten.

$$|\underline{H}(j2\pi f_t)|^2 = \underline{H}(j2\pi f_t) \cdot \underline{H}(-j2\pi f_t)$$

Mit dem Betragsquadrat der Impedanz-Übertragungsfunktion und der Strom-rauschleistungsdichte der Photodiode lässt sich die Spannungsrauschleistungsdichte am Hold-Kondensator ermitteln.

$$\underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t) = |\underline{Z}_{M1,M_{Shutter},M2}(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I,PD,Tot}(f_t)$$

Die Integration der Rauschleistungsdichten im Frequenzbereich nach Gl. 14 führt auf die Autokorrelationsfunktion für  $t_2 - t_1 = 0$ . Das mittlere Span-



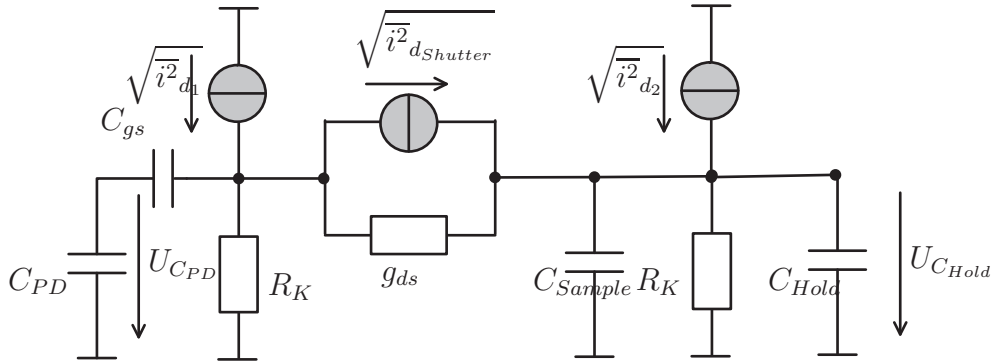


Abbildung 74: Verkürztes Rauschersatzschaltbild des Pixelschaltkreises mit Transistoren

nungsquadrat am Hold-Kondensator ergibt zu

$$\overline{u^2}_{C_{Hold}} = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t) df_t.$$

## Rauschen der aktiven Transistoren

Nun wird der Einfluss auf die Rauschspannung an  $C_{Hold}$  durch die aktiven Transistoren aus den Buffer-stufen und des Shutter-Transistors untersucht. Die Buffer-stufen ersetzt ein Source-Folger. Da hier keine Signalübertragung betrachtet wird, genügt es die Rauschquelle des Transistors darzustellen. Die Kaskodenschaltung kann als idealer Widerstand  $R_K$  betrachtet werden. Den Shutter-Transistor modelliert der Kanalleitwert  $g_{ds}$  und seine Rauschstromquelle. Nach dem Prinzipschaltbild aus Abb. 43 und den getroffenen Vereinfachungen kann ein vereinfachtes Netzwerk angegeben werden, siehe Abb. 74, wodurch sich die Rauschströme auf den Hold-Kondensator übertragen.

In dem obigen Netzwerk werden die passiven Bauelemente zu äquivalenten komplexen Impedanzen  $\underline{Z}(f_t)$  zusammengefasst. Sie sind Bestandteil der komplexen Impedanz-Übertragungsfunktionen  $\underline{H}(f_t)$  der jeweiligen spektralen Stromleistungsdichte  $\underline{S}_I(f_t)$ . Sie addieren sich zur Spannungsleistungsdichte an  $C_{Hold}$ .

$$\begin{aligned} \underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t) = & |\underline{H}_1(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_1}(f_t) + |\underline{H}_2(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_2}(f_t) + \dots \\ & \dots |\underline{H}_{Shutter}(f_t)|^2 \cdot \underline{S}_{I_{Shutter}}(f_t) \end{aligned} \quad (146)$$

Das  $\frac{1}{f}$ -Rauschen bestimmt der Drain-Strom. Ihn stellt das Gate-Potenzial am Eingang der Buffer-Stufen nach Gl.46 ein. Die Source-Gate-Spannung ist für Buffer 1 die Photodiodenspannung und für Buffer 2 die abgetastete Spannung am Abtast-Kondensator  $C_{Sample}$ . Die Photodiodenspannung bestimmt bei einer festen Puls-Fenster-Konfiguration die Bestrahlungsstärke, so dass die Drain-Ströme und damit verbundenen Rauschprozesse bei der Bestrahlung mit Hintergrundlicht und Laserlicht sich stärker an  $C_{Hold}$  auswirken.

$$\overline{u^2}_{C_{Hold}} = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_{U,C_{Hold}}(f_t) df_t$$

Zusammengefasste Bauelemente:

$$C' = \frac{C_{PD} C_{gs}}{C_{PD} + C_{gs}}$$

$$\underline{Z}_1(f_t) = R_K || C_{Sample} || C_{Hold} = \frac{R_K}{1 + j2\pi f_t R_K (C_{Sample} + C_{Hold})}$$

$$\underline{Z}_2(f_t) = R_K || C' = \frac{R_K}{1 + j2\pi f_t R_K C'}$$

Source-Folger 1:

$$\underline{U}_{C_{Hold}} = \underline{H}_1(f_t) \cdot \underline{I}_{d_1} = \frac{\underline{Z}_1(f_t) \underline{Z}_2(f_t) g_{ds}}{1 + g_{ds}(\underline{Z}_1(f_t) + \underline{Z}_2(f_t))} \cdot \underline{I}_{d_1}$$

Source-Folger 2:

$$\underline{U}_{C_{Hold}} = \underline{H}_2(f_t) \cdot \underline{I}_{d_2} = \frac{(1 + g_{ds} \underline{Z}_2(f_t)) \cdot \underline{Z}_1(f_t)}{1 + g_{ds}(\underline{Z}_1(f_t) + \underline{Z}_2(f_t))} \cdot \underline{I}_{d_2}$$

Shutter-Transistor:

$$\underline{U}_{C_{Hold}} = \underline{H}_{Shutter}(f_t) \cdot \underline{I}_{Shutter} = \frac{\underline{Z}_1(f_t)}{1 + g_{ds}(\underline{Z}_1(f_t) + \underline{Z}_2(f_t))} \cdot \underline{I}_{Shutter}$$

## C.3 Die CDS-Stufe

## Die Zustandsgleichung der CDS-Stufe

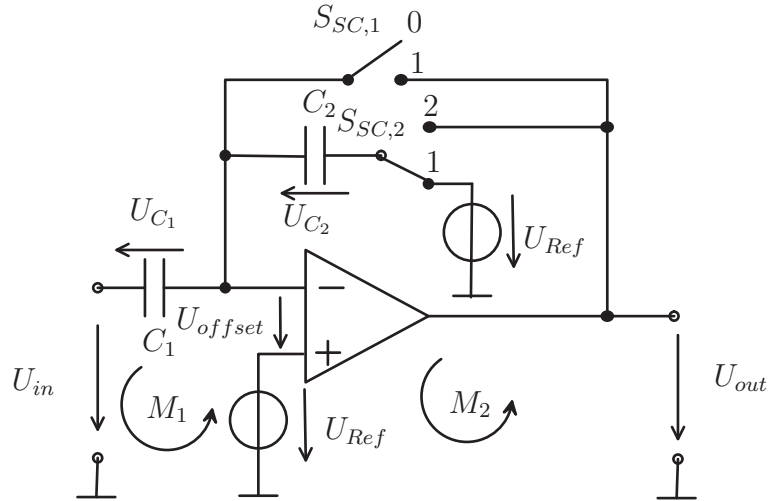


Abbildung 75: CDS-Stufe mit orientierten Spannungen

Schritt 1:  $S_{SC,1} = 1$  und  $S_{SC,2} = 1$

$$M2: U_{out,1} = U_{offset} + U_{Ref}$$

$$M1: U_{C1,1} = -U_{in,1} + U_{offset} + U_{Ref} = \frac{Q_{1,1}}{C_1}$$

$$U_{C2,1} = -U_{offset} + U_{Ref} - U_{Ref} = -U_{offset}$$

Schritt 2:  $S_{SC,1} = 0$  und  $S_{SC,2} = 2 \rightarrow$  Ladungsausgleich zwischen  $C_1$  und  $C_2$

$$M1: U_{C1,2} = -U_{in,2} + U_{offset} + U_{Ref} = \frac{Q_{1,2}}{C_1}$$

$$i_C(t) = \frac{dQ_1(t)}{dt} = \frac{dQ_2(t)}{dt}$$

$$Q_{1,2} - Q_{1,1} = Q_{2,2} - Q_{2,1}$$

$$Q_{2,2} = (Q_{1,2} - Q_{1,1}) + Q_{2,1}$$

$$= C_1(U_{C1,2} - U_{C1,1}) - C_2 \cdot U_{offset}$$

$$-\frac{Q_{2,2}}{C_2} = -\frac{C_1}{C_2}(U_{C1,2} - U_{C1,1}) + U_{offset}$$

$$= -\frac{C_1}{C_2}(-U_{in,2} + U_{in,1}) + U_{offset} = -U_{C2,2}$$

$$M2: U_{out,2} = U_{offset} + U_{Ref} + U_{C2,2} \quad (147)$$

$$= U_{offset} + U_{Ref} + \frac{C_1}{C_2} (U_{in,1} - U_{in,2}) - U_{offset} \quad (148)$$

$$= U_{Ref} + \frac{C_1}{C_2} (U_{in,1} - U_{in,2}) \quad (149)$$

$$v_{CDS} = \frac{U_{out,2}}{U_{in,1} - U_{in,2}} = \frac{C_1}{C_2} \quad \text{für } U_{Ref} = 0 \quad (150)$$

## C.4 Amplitudengang der CDS-Übertragungsfunktion

Diskretisierung :

$$m = \frac{t_m}{T_{CDS}} \quad \text{für } m = [0; M-1]$$

Zustandsgleichung :

$$\begin{aligned} U_{CDS,out}(t_m) &= -v_{CDS} \cdot U_{CDS,In}(t_m = m \cdot T_{CDS}) - \\ &\quad - v_{CDS} \cdot U_{CDS,In} \left( t_{\left(m-\frac{1}{2}\right)} = \left(m - \frac{1}{2}\right) T_{CDS} \right) \\ U_{CDS,out}(m) &= -v_{CDS} (U_{CDS,In}(m) - U_{CDS,In} \left(m - \frac{1}{2}\right)) \end{aligned}$$

Bildfunktion :

$$z = e^{j2\pi f_t T_{CDS}}$$

$$\underline{U}_{CDS,out}(z) = -v_{CDS} \left( \underline{U}_{CDS,In}(z) - \underline{U}_{CDS,In}(z) \cdot z^{-\frac{1}{2}} \right)$$

Übertragungsfunktion :

$$\frac{\underline{U}_{CDS,out}(z)}{\underline{U}_{CDS,In}(z)} = \underline{H}_{CDS}(z) = -v_{CDS} (1 - z^{-\frac{1}{2}})$$

Betragsquadrat :

$$\begin{aligned} |\underline{H}_{CDS}(z)|^2 &= |\underline{H}_{CDS}(z^1) \cdot \underline{H}_{CDS}(z^{-1})| \\ |\underline{H}_{CDS}(f_t)|^2 &= v_{CDS}^2 \left( 1 - e^{+j2\pi f_t \frac{T_{CDS}}{2}} - e^{-j2\pi f_t \frac{T_{CDS}}{2}} + 1 \right) \\ &= v_{CDS}^2 \left( 2 - \left( e^{+j2\pi f_t \frac{T_{CDS}}{2}} + e^{-j2\pi f_t \frac{T_{CDS}}{2}} \right) \right) \\ &= 2 \cdot v_{CDS}^2 (1 - \cos(2\pi f_t \cdot \frac{T_{CDS}}{2})) \\ &= 4 \cdot v_{CDS}^2 \cdot \sin^2(2\pi f_t \cdot \frac{T_{CDS}}{4}) \end{aligned}$$

## C.5 Momente des Differenzrauschprozesses $\Delta U_t$

Rauschprozesse werden an Knotenpunkten in elektrische Netzwerken zusammengeführt oder überlagern sich an Bauelementen. Dabei können additive bzw. subtraktive Verknüpfungen entstehen. Die CDS-Stufe bildet die Differenz zwischen den beiden Spannungen  $U_{in,1}$  und  $U_{in,2}$ . Die Subtraktion der beiden Rauschprozesse  $U_{1,t} - U_{2,t}$  ergibt einen Differenzrauschprozess  $\Delta U_t$ . Für den Differenzrauschprozess werden die Momente arithmetischer Mittelwert  $E\{\Delta U_t\}$  und die Varianz  $E\{(\Delta U_t - \mu_{\Delta U})^2\}$  berechnet. Unter Annahme eines (schwach) stationären Prozesses kann aus der Varianz der quadratische Mittelwert  $E\{\Delta U_t^2\}$  des Differenzrauschprozesses abgeleitet werden.

Arithmetischer Mittelwert von  $\Delta U_t$ :

$$\begin{aligned}\Delta U_t &= U_{1,t} - U_{2,t} \\ E\{\Delta U_t\} &= E\{U_{1,t} - U_{2,t}\} \\ \mu_{\Delta U} &= \mu_{U_1} - \mu_{U_2}\end{aligned}$$

Varianz von  $\Delta U_t$ :

$$\begin{aligned}\Delta U_t &= U_{1,t} - U_{2,t} \\ E\{(\Delta U_t - \mu_{\Delta U})^2\} &= E\{((U_{1,t} - U_{2,t}) - (\mu_{U_1} - \mu_{U_2}))^2\} \\ E\{\Delta U_t^2\} - 2\mu_{\Delta U}E\{\Delta U_t\} + E\{\mu_{\Delta U}^2\} &= E\{(U_{1,t} - U_{2,t} - \mu_{U_1} + \mu_{U_2})^2\} \\ E\{\Delta U_t^2\} - \mu_{\Delta U}^2 &= E\{U_{1,t}^2\} + E\{U_{2,t}^2\} - \mu_{U_1}^2 + \dots \\ &\quad \dots 2\mu_{U_1}\mu_{U_2} - \mu_{U_2}^2 \\ &= E\{U_{1,t}^2\} + E\{U_{2,t}^2\} - (\mu_{U_1} - \mu_{U_2})^2\end{aligned}$$

Quadratischer Mittelwert von  $\Delta U_t$ :

$$\begin{aligned}(\mu_{\Delta U})^2 &= (\mu_{U_1} - \mu_{U_2})^2 \\ E\{\Delta U_t^2\} - \mu_{\Delta U}^2 &= E\{U_{1,t}^2\} + E\{U_{2,t}^2\} - (\mu_{U_1} - \mu_{U_2})^2 \\ E\{\Delta U_t^2\} &= E\{U_{1,t}^2\} + E\{U_{2,t}^2\} \\ \overline{\Delta u^2} &= \overline{u_1^2} + \overline{u_2^2}\end{aligned}$$

## C.6 Momente des ADUs

Die maximale ADU-Eingangsspannung  $U_{ADU,max}$  ist die Musterfunktion eines ergodisch stationären Prozesses mit verschwindendem arithmetischem Mittelwert.

$$\begin{aligned}
 U_{ADU} &= n \cdot \Delta U_{ADU} \\
 U_{ADU,min} &= 0 \\
 U_{ADU,max} &= (2^{N_{Bit}} - 1) \Delta U_{ADU} \\
 f_{u_t,ADU,max} &= \frac{1}{U_{ADU,max}} \text{rect} \left( \frac{u_{ADU,max}}{U_{ADU,max}} \right) \\
 \mu_{U_{ADU,max}} &= 0
 \end{aligned}$$

### Quadratischer Mittelwert des ADUs

$$\begin{aligned}
 \overline{u^2}_{ADU,max} &= \int (u_{ADU,max} - \mu_{U_{ADU,max}})^2 \cdot f_{u_t,ADU,max} du_{ADU,max} \\
 &= \frac{(U_{ADU,max} - 0)^2}{12} \\
 &= \frac{(2^{N_{Bit}} - 1)^2 \Delta U_{ADU}^2}{12}
 \end{aligned}$$

## Varianz des ADUs

$$\begin{aligned}
f_{u_t, ADU, n} &= \frac{1}{\Delta U_{ADU}} \operatorname{rect} \left( \frac{u_{ADU, n}}{\Delta U_{ADU}} \right) \\
\mu_{U_{ADU, n}} &= \int u_{ADU, n} \cdot f_{u_t, ADU, n} du_{ADU, n} \\
&= \frac{1}{\Delta U_{ADU}} \int_{(n-\frac{1}{2}) \cdot \Delta U_{ADU}}^{(n+\frac{1}{2}) \cdot \Delta U_{ADU}} u_{ADU, n} du_{ADU, n} \\
&= n \cdot \Delta U_{ADU} \\
\sigma_{U_{ADU, n}}^2 &= \int (u_{ADU, n} - \mu_{U_{ADU, n}})^2 \cdot f_{u_t, ADU, n} du_{ADU, n} \\
&= \frac{1}{12} \left( (n + \frac{1}{2}) \cdot \Delta U_{ADU} - (n - \frac{1}{2}) \cdot \Delta U_{ADU} \right)^2 \\
&= \frac{\Delta U_{ADU}^2}{12}
\end{aligned}$$

## SNR des ADUs

$$\begin{aligned}
SNR_{ADU}(U_{ADU, max}) &= 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\overline{u_{ADU, max}^2}}{\sigma_{U_{ADU}}^2} \right) \\
&= 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{\frac{(\Delta U_{ADU} \cdot 2^{(N_{Bit}-1)})^2}{12}}{\frac{\Delta U_{ADU}^2}{12}} \right) \\
&= 10 \cdot \log_{10} (2^{2 \cdot (N_{Bit}-1)}) \\
&\approx N_{Bit} \cdot 20 \cdot \log_{10} (2) \\
&\approx N_{Bit} \cdot 6dB
\end{aligned}
\qquad N_{Bit} \gg 1$$

## D Anhang

### D.1 Quantisierter Spannungsquotient

$$U_{1/2,Qu,Mod,ideal} = v_{Cam} \cdot \int_t U_{1/2,Conv,ideal}(t, \tau) \cdot Sample(t - T_{Sample}) dt$$

$$U_{1/2,Conv,ideal}(t, \tau) = \tilde{E}_{L,Sensor,ideal}(t, \pm\tau) * \tilde{w}_{Int,ideal,1/2}(t)$$

$$\begin{aligned} \frac{U_{1,Qu}}{U_{2,Qu}} \Big|_{Mod,ideal}(\tau) &= \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)} \\ &= \frac{\int_t \tilde{E}_{L,Sensor,ideal}(t, \pm\tau) * \tilde{w}_{Int,ideal,1}^*(t - T_{Int,1}) \cdot \dots}{\int_t \tilde{E}_{L,Sensor,ideal}(t, \pm\tau) * \tilde{w}_{Int,ideal,2}^*(t - T_{Int,2}) \cdot \dots} \\ &\quad \frac{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt}{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt} \\ &= \frac{\hat{E}_{L,Sensor,ideal} \cdot \hat{w}_{Int} \int_t E(t, \pm\tau) * w_{Int,ideal,1}(t, T_{Int,1}) \cdot \dots}{\hat{E}_{L,Sensor,ideal} \cdot \hat{w}_{Int} \int_t E(t, \pm\tau) * w_{Int,ideal,2}(t, T_{Int,2}) \cdot \dots} \\ &\quad \frac{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt}{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt} \\ &= \frac{k_{Opt} \cdot \hat{E}_{L,Szene,ideal} \cdot \hat{w}_{Int} \int_t E(t, \pm\tau) * w_{Int,ideal,1}(t) \cdot \dots}{k_{Opt} \cdot \hat{E}_{L,Szene,ideal} \cdot \hat{w}_{Int} \int_t E(t, \pm\tau) * w_{Int,ideal,2}(t) \cdot \dots} \\ &\quad \frac{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt}{\dots \delta(t - T_{Sample}) dt} \\ &= \frac{\hat{U}_{Conv,ideal} \cdot \frac{T_{Puls} - \tau}{T_{Puls}}}{\hat{U}_{Conv,ideal} \cdot 1} = \frac{T_{Puls} - \tau}{T_{Puls}} \quad \text{für } 0 \leq \tau \leq T_{Puls} \end{aligned}$$



## D.2 MDSI-Entfernungsgleichung

$$\begin{aligned}
 \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}(\tau)}{U_{2,Qu,Mod,ideal}(\tau)} &= \frac{T_{Int,1} - \tau}{T_{Int,1}} = 1 - \frac{\tau}{T_{Int,1}} \quad \text{für } 0 \leq \tau \leq T_{Int,1} = T_{Puls} \\
 \tau &= T_{Int,1} \left( 1 - \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right) \\
 d &= \frac{c}{2} \cdot \tau = \frac{c}{2} \cdot T_{Int,1} \left( 1 - \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right)
 \end{aligned}$$

## D.3 Quadratische Standardabweichung der Entfernung

Die Entfernung  $d$  errechnet sich aus den beiden Quantisierungsspannungen  $U_{1,Qu,Mod,ideal}$  und  $U_{2,Qu,Mod,ideal}$ . Ihre statistischen Schwankungen können als unabhängig (unkorreliert) angenommen werden, da sie aus zwei verschiedenen CDS-Zyklen stammen. Beide CDS-Zyklen sind durch einen Rest-Vorgang voneinander getrennt. Das Quadrat der Standardabweichung der Entfernung nach der MDSI-Entfernungsgleichung wird hier nach dem GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetz abgeleitet.

$$\begin{aligned}
 d &= \frac{c}{2} \cdot T_{Int,1} \cdot \left( 1 - \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right) \\
 &= f(U_{1,Qu,Mod,ideal}, U_{2,Qu,Mod,ideal}) \\
 \sigma_d^2 &= \sum_{m=1}^{M=2} \left( \frac{\partial f}{\partial U_{Qu,Mod,ideal,m}} \right)^2 \cdot \sigma_{U_{Qu,Mod,ideal,m}}^2 \\
 \frac{\partial f}{\partial U_{1,Qu,Mod,ideal}} &= - \frac{1}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \\
 \frac{\partial f}{\partial U_{2,Qu,Mod,ideal}} &= \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}^2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_d^2 &= \left( \frac{c}{2} \cdot T_{Int,1} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{U_{2,Qu,Mod,ideal}^2} \cdot \sigma_{U_{1,Qu,Mod,ideal}}^2 + \right. \\
&\quad \left. \left( \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}^2} \right)^2 \cdot \sigma_{U_{2,Qu,Mod,ideal}}^2 \right) \\
\sigma_d &= \left( \frac{c}{2} \cdot T_{Int,1} \cdot \frac{1}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right) \cdot \\
&\quad \sqrt{\left( \sigma_{U_{Qu,1}}^2 + \left( \frac{U_{1,Qu,Mod,ideal}}{U_{2,Qu,Mod,ideal}} \right)^2 \cdot \sigma_{U_{2,Qu,Mod,ideal}}^2 \right)}
\end{aligned}$$